

Untersuchung der Verdampfung aus strukturierten Oberflächen in Reinstoffatmosphäre

Zur Erlangung des akademischen Grades Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)
genehmigte Dissertation von Dipl.-Ing. Felix Cröbmann aus Groß-Gerau
Juli 2016 – Darmstadt – D 17



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

Fachbereich Maschinenbau
Institut für Technische Thermodynamik

Untersuchung der Verdampfung aus strukturierten Oberflächen in Reinstoffatmosphäre
A study of the evaporation from structured surfaces in an atmosphere of purity

Genehmigte Dissertation von Dipl.-Ing. Felix Crößmann aus Groß-Gerau

1. Gutachten: Prof. Dr.-Ing. Peter Stephan
2. Gutachten: Prof. Dr.rer.nat. Steffen Hardt

Tag der Einreichung: 18. April 2016

Tag der Prüfung: 13. Juli 2016

Darmstadt – D 17

Bitte zitieren Sie dieses Dokument als:

URN: urn:nbn:de:tuda-tuprints-55780

URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/5578>

Dieses Dokument wird bereitgestellt von tuprints,

E-Publishing-Service der TU Darmstadt

<http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de>

tuprints@ulb.tu-darmstadt.de



This publication is available at the following Creative Commons license:

Attribution – Non-commercial – No-derivatives – 4.0 International

<http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0>

Erklärung zur Dissertation

Hiermit versichere ich, die vorliegende Dissertation ohne Hilfe Dritter nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit hat in gleicher Weise oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Darmstadt, den 18. April 2016

F. Crößmann



Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen meiner Anstellung als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Technische Thermodynamik (TTD) der TU Darmstadt. Betreut wurde ich in dieser Zeit vom Institutsleiter Herrn Professor Stephan, bei dem ich mich herzlich für die Ermöglichung der Promotion sowie das mir entgegengebrachte Vertrauen bedanken möchte. Während der Tätigkeit am TTD erhielt ich von Herrn Stephan stets die gewünschte Unterstützung, für die ich mich bedanke. Besonderes möchte ich für die vertrauensvolle Zusammenarbeit während der Bearbeitung eines durch das Bundesministerium für Wirtschaft und Energie geförderten Industrieprojektes, in Kooperation mit der Firma Behr GmbH und Co. KG. danken. Darüber hinaus hat Herr Stephan am TTD neben der sehr guten fachlichen Betreuung optimale Rahmenbedingungen für eine wissenschaftliche Tätigkeit geschaffen. Des Weiteren möchte ich mich bei Herrn Professor Hardt für die Übernahme des Koreferats bedanken.

Einen weiteren wesentlichen Anteil am Gelingen der Arbeit verdanke ich der hervorragenden Unterstützung durch die Mitarbeiter der Werkstatt. Im Besonderen möchte ich mich bei Roland Berntheisel und Dirk Feldmann bedanken, die mich mit ihrem umfangreichen Fachwissen und ihrer Erfahrung stets unterstützten. Mein besonderer Dank gilt Dr. Frank Dammel für die fachliche Unterstützung sowie die vielen anregenden Diskussionen, auch über den eigentlichen Forschungsschwerpunkt hinaus.

Meinen Kollegen möchte ich für die freundschaftliche Arbeitsatmosphäre und die Unterstützung in Form zahlreicher Diskussionen danken. Im Besonderen gilt dieser Dank meinen ehemaligen Bürokollegen Dr. Stefan Batzdorf, Axel Dietrich sowie Dr. Axel Sielaff, die mich während meiner Zeit am Institut begleitet haben und durch ihre stets konstruktive Kritik ihr Interesse an meiner Arbeit bekundeten. Des Weiteren bleiben mir die anregenden Diskussionen mit Martin Still abseits der täglichen Arbeit in guter Erinnerung. Dr. Stefan Batzdorf und Dr. Axel Sielaff danke ich zudem für das Korrekturlesen der Dissertation.

Weiter möchte ich mich bei allen Studenten bedanken, welche durch studentische Arbeiten oder hilfswissenschaftliche Tätigkeiten zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben. Besonders hervorheben möchte

ich Michael Heinz, Jan-Karl Knigge und Stephan Prieze, die durch ihr Interesse und ihr Engagement in besonderem Maße zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben.

Von Herzen möchte ich meinen Eltern und meiner Schwester danken, da ohne ihre Unterstützung die schulische Ausbildung sowie das Studium mit der daran anknüpfenden Promotion in dieser Form nicht möglich gewesen wäre. Ebenfalls gilt mein Dank meinem guten Freund Dr. Christian Faustmann, ohne den der Kontakt zum TTD vielleicht niemals zu Stande gekommen wäre und erst mit ihm die Idee der Promotion gereift ist. Der größte Dank gilt jedoch meiner Frau Madeleine, die mir durch ihre Unterstützung alle notwendigen Freiräume zur Anfertigung dieser Arbeit geschaffen hat.





Kurzfassung (Deutsch, Englisch)

Kurzfassung

Unser Alltag ist geprägt durch eine Vielzahl elektronischer Geräte, welche stetig kleiner und leistungsfähiger werden. Verbunden mit der zunehmenden Leistungsdichte ist der wachsende Bedarf an effizienten Wärmeübertragungstechniken zur Fortsetzung dieser Entwicklung. Für die Übertragung hoher Wärmestromdichten hat sich in den letzten Jahren zunehmend der Verdampfungsprozess etabliert, welcher die hohe, an den Phasenwechsel gebundene Energiemenge ausnutzt. Ein Anwendungsbeispiel dieses Prozesses ist das Wärmerohr, welches bereits heute standardmäßig in Notebooks zur Kühlung der Prozessoren genutzt wird, wobei die derzeit größte Limitierung zur Steigerung des übertragbaren Wärmestroms der Wärmeübergang innerhalb des Verdampfers ist. Wie durch die Arbeiten zahlreicher Autoren belegt, ist dieser Wärmeübergang maßgeblich durch den Bereich des dünnen Flüssigkeitsfilms in Wandnähe geprägt. Stephan und Busse [110] nennen diesen Bereich *Mikrozone* und beziffern den darin übertragenen Wärmestrom auf bis zu 45 % der insgesamt zugeführten Wärmemenge. Aufbauend auf diesen Ergebnissen entwickelte Brandt [7] für den Einsatz in Wärmerohren das Konzept der Hochleistungskapillarstruktur, welches die Maximierung des Bereichs der Mikrozone durch die Erweiterung der Oberfläche mit Mikrokanälen vorsieht. So war es Brandt möglich den Wärmedurchgangskoeffizienten um das 3,3-fache zu steigern.

Abstract

Our daily life is heavily influenced by almost countless electronic devices, which continuously decrease in size while becoming increasingly powerful. In order to continue this development of increasing power density, the demand for efficient techniques of heat transfer increases as well. In recent years, the evaporation process has established itself more and more as the preferred means of transferring high heat flux densities because it uses the large amount of energy connected with the phase change. Indeed, heat pipes, which are routinely built into notebooks to cool processors, are the prime example for the application of this process. However, the biggest obstacle to increase the amount of transferable heat flux lies in the limited potential of heat transfer within the evaporator. As numerous studies by various authors have shown, the area of the thin liquid film close to the wall significantly influences the heat transfer. Stephan and Busse [110] call this area *micro region* and determine the percentage of heat transferred through this region to be up to 45 % of the originally supplied amount of heat. Based on these results, Brandt [7] developed the concept of an advanced capillary structure, which could be used in heat pipes to maximize the area of the micro region by enlarging the surface through microchannels. As a result, Brandt was able to increase the heat transfer coefficient by 330 %.

Ziel dieser Arbeit ist die Beschreibung des Einflusses der Wärmestromdichte, der Sättigungstemperatur, des Kältemittels, der Oberflächen-topografie des Verdampfers sowie der Menge der im System befindlichen nichtkondensierbaren Gase auf den Wärmetransport bei der Verdampfung für den Bereich des stillen Siedens. Zur Durchführung der dafür erforderlichen Experimente wurde ein Versuchsaufbau konzipiert und realisiert, welcher die Untersuchung von fünf verschiedenen Verdampferoberflächen bei Variation dieser Parameter ermöglicht. Novum dieser Arbeit sind die getrennte Untersuchung des Einflusses zweier der die Verdampferoberfläche charakterisierenden Parameter – Größe der Phasengrenzfläche und Länge der 3-Phasen Kontaktlinie – auf den Wärmeübergang sowie die Bestimmung der Fernfeldtemperatur durch Messung des Systemdrucks. Der numerische Teil der Arbeit umfasst die Entwicklung eines Modells zur Untersuchung des Einflusses der im Experiment nicht quantifizierbaren Parameter auf den Wärmeübergang. Dies sind die Geometrie des Übergangs zwischen Wand und dem Bereich des dünnen Flüssigkeitsfilms, die Krümmung der Phasengrenze und der Wert des Kondensationskoeffizienten. Des Weiteren ermöglicht das Modell die detaillierte Untersuchung des experimentell bestimmten globalen Wärmeübergangs hinsichtlich des Verhältnisses des im Bereich der Mikrozone sowie über die Phasengrenzfläche des makroskopischen Flüssigkeitsfilms übertragenen Wärmestroms.

Basierend auf den Ergebnissen der durchgeführten Experimente können folgende Aussagen bezüglich des Wärmeübergangs durch Vergleich der Wärmedurchgangskoeffizienten getroffen werden: Der Wärmedurchgangskoeffizient ist am größten bei minimaler Wandüberhitzung bzw. minimaler zugeführter Wärmestromdichte und nimmt bis zum Einsetzen des Blasensiedens stetig ab, wobei diese Abnahme nicht linear ist. Wird die Sättigungstemperatur bei konstanter Wärmestromdichte erhöht, so führt dies zu einem Anstieg des Wärmedurchgangskoeffizienten und der Zunahme des maximal übertragbaren Wärmestroms, wobei beides nahezu unabhängig von der Oberflächen-topografie des Verdampfers ist.

The objective of this study is the description of the respective influence of the heat flux density, the saturation temperature, the refrigerant, the surface topography of the evaporator, and the amount of non-condensable gas inside the system on the heat transfer during natural convection. In order to conduct all necessary experiments, an experimental set-up was designed and put into operation, which allows the study of five different surfaces of evaporators while varying the aforementioned parameters. The separate study of two parameters descriptive of the evaporator surface, i.e. the size of the interface and the length of the three phase contact line, and their influence on the heat transfer as well as the definition of the temperature of the far field by means of measuring the system pressure are novelties in this thesis. The numerical part of this study covers the development of a model to examine the influence of those parameters on the heat transfer that cannot be quantified in the experiment. These are the geometry of the transition between the wall and the area of thin liquid film, the curvature of the interface, and the value of the condensation coefficient. Further, using the model renders possible a detailed investigation of the experimentally determined global heat transfer, as it allows the analysis of the relationships between the total heat flux density and the heat flux density transferred through the micro region and the interface of the macroscopic liquid meniscus.

Comparing the heat transfer coefficients, the following conclusions concerning the heat transfer can be drawn based on the results of the experiments conducted: With minimal wall superheat and minimally applied heat flux density, the heat transfer coefficient reaches its maximum, which continuously decreases, even if not linearly, until nucleate boiling occurs. When the saturation temperature is increased while the heat flux density is constant, both the heat transfer coefficient and the maximally transferable heat flux increase as well, even though both are virtually independent from the topography of the surface of the evaporator.

Ebenfalls steigt der Wärmedurchgangskoeffizient bei Verlängerung der 3-Phasen Kontaktlinie sowie Vergrößerung der Phasengrenzfläche an, jedoch ist diese Zunahme nicht linear und bei der Verlängerung der Kontaktlinie stärker ausgeprägt. Ein weiteres zentrales Ergebnis dieser Arbeit ist, dass bereits geringste Mengen im System befindlicher nichtkondensierbarer Gase zu einer signifikanten Abnahme des Wärmedurchgangskoeffizienten führen. Zudem deuten die Ergebnisse der Untersuchung auf eine direkte Beeinflussung des Verdampfungsprozesses durch diese Gase hin, was in der gesichteten Literatur bis dato noch nicht beschrieben wurde. Die Resultate des numerischen Modells belegen die Abhängigkeit des Wärmeübergangs von der Höhe des Kondensationskoeffizienten, welcher im Experiment nicht bestimmbar ist und aufgrund unvermeidbarer Verunreinigung in der Größenordnung weniger parts per million deutlich abnimmt, was in einem verringerten Wärmeübergang resultiert. Zudem erlauben die Ergebnisse der numerischen Simulation die Quantifizierung des Wärmestromverhältnisses zwischen Mikrozone und makroskopischer Phasengrenze. Dies ermöglicht die experimentell bestimmten Abhängigkeiten des Wärmeübergangs von der zugeführten Wärmestromdichte, der Sättigungstemperatur und des Kältemittels besser zu verstehen. Mit der vorliegenden Arbeit ist es nun möglich den Wärmetransport über mehrere Längenskalen, ausgehend vom Bereich der Mikrozone bis hin zur makroskopischen Phasengrenze, zu beschreiben.

The heat transfer coefficient also increases when the three phase contact line is extended and / or the interface is expanded. However, this increase is not linear and more pronounced when the three phase contact line is extended. Discovering that even the occurrence of a minimal amount of non-condensable gases in the system will lead to a significant change in heat transfer coefficient is another salient result of this study. The findings of the experiment further indicate that these gases directly influence the process of evaporation, which at the time of publication has never been described in the literature before. The results of the numerical model prove that heat transfer depends on the value of the condensation coefficient. In fact, the condensation coefficient cannot be determined through the experiment, in which it drastically decreases due to inevitable contamination of a few parts per million, which in turn results in lesser heat transfer. Furthermore, using the numerical simulation, the heat flux ratio between micro zone and macroscopic interface can be quantified. Hence, the dependencies of heat transfer on the applied heat flux density, saturation temperature, and refrigerants respectively – which have been determined through the experiment – can be better understood using the numerical model. With this work it is now possible to describe the heat transport across several length scales starting from the micro region up to macroscopic interface.



Inhaltsverzeichnis

Nomenklatur	XIII
1 Einleitung und Motivation	1
2 Grundlagen und Stand der Forschung	5
2.1 Grundlagen und Begriffe	6
2.2 Wärmeübertragung bei der Verdampfung aus Kapillarstrukturen	8
2.2.1 Wärmetransport in dünnen Filmen und im Bereich der 3-Phasen Kontaktlinie . . .	13
2.2.2 Wärmetransport in porösen Strukturen	20
2.3 Anwendungsfälle strukturierter Verdampferoberflächen	25
2.3.1 Ansätze zur Steigerung des Wärmetransportes	27
2.4 Einfluss nichtkondensierbarer Gase in geschlossenen Verdampfer-Kondensator-Systemen .	34
2.5 Zusammenfassung des Standes der Forschung und Ziele der Arbeit	35
3 Versuchsaufbau, Messtechnik und Datenauswertung	37
3.1 Versuchsaufbau	37
3.1.1 Messzelle	39
3.1.2 Verdampfer und Fluide	42
3.1.3 Messtechnik	47
3.2 Versuchsdurchführung und Regelung der Zustands- und Prozessgrößen	48
3.3 Berechnung der Wärmestromverluste	52
3.4 Definition des Wärmedurchgangskoeffizienten	58
3.5 Messunsicherheitsbetrachtung	60
4 Modellbildung	63
4.1 Hydrodynamisches Modell	64
4.1.1 Ergebnisse des hydrodynamischen Modells	71
4.2 Modell des Wärmeübergangs	73
4.2.1 Wärmeübergang im Bereich der Mikrozone	74

4.2.2	Ergebnisse des Mikrozonenmodells	82
4.2.3	Makroskopischer Wärmeübergang	85
4.2.4	Ergebnisse des Makromodells	92
4.2.5	Abbildung des dreidimensionalen Verdampfers	94
5	Ergebnisse	99
5.1	Reproduzierbarkeit, Hysterese und Messunsicherheit	100
5.2	Vergleich experimenteller und numerischer Ergebnisse	103
5.3	Einfluss der zugeführten Wärmestromdichte	105
5.4	Einfluss der Sättigungstemperatur	108
5.5	Einfluss des verwendeten Kältemittels	111
5.6	Siedegrenze	113
5.7	Einfluss der Oberflächentopografie	115
5.8	Ableiten einer Korrelation	122
5.9	Einfluss nichtkondensierbarer Gase	124
5.10	Zusammenfassung der Ergebnisse	129
6	Zusammenfassung und Ausblick	133
	Literaturverzeichnis	141
A	Anhang	161
A.1	Wandüberhitzung für das Einsetzen von Blasensieden	161
A.2	Form des Flüssigkeitsmeniskus	162
A.3	Eingesetzte Flanschsysteme und Materialien	162
A.4	Technische Zeichnung des Grundkörpers	163
A.5	Thermophysikalische Stoffwerte bei Sättigung	164
A.5.1	Methanol	164
A.5.2	Aceton	165
A.6	Daten der Infrarotkamera	167
A.7	Iteration zur Bestimmung des Verlustwärmestroms	168
A.8	Temperatur- und Druckfeld innerhalb der Messzelle	170
A.9	Geschwindigkeitsfeld des <i>Re-Entrant</i> Kanals	171
A.10	Ergebnisse des Mikrozonenmodells	173
A.11	Ergebnisse des Makromodells	176
A.12	Ergebnisse der Experimente	179
A.13	Vergleich Experiment – Numerik	180
A.14	Wandüberhitzung bei Erreichen der Siedegrenze	181
A.15	Wärmeübergang in Abhängigkeit von der Verdampfertopografie	181
A.16	Bestimmung des Partialdrucks nichtkondensierbarer Gase	184





Nomenklatur

Lateinische Buchstaben

Symbol	Beschreibung	Einheit
A	Fläche	m^2
A_{Disp}	Dispersionskonstante	J
A_{Ha}	Hamaker-Konstante	J
c_p	spezifische Wärmekapazität bei konst. Druck	J (kg K)^{-1}
c_v	spezifische Wärmekapazität bei konst. Volumen	J (kg K)^{-1}
d_h	hydraulischer Durchmesser	m
F	Summe der Fehlerquadrate	–
F_v	Koeffizient der Viskosität	N m^{-3}
f	Kondensationskoeffizient	–
f_F	Fanning friction factor	–
f_{PDE}	Koeffizient zur numerischen Lösung der Differentialgleichung	m s^{-1}
g	Gravitationskonstante	m s^{-2}
h	Höhe	m
Δh_v	spezifische Verdampfungsenthalpie	J kg^{-1}
I_{el}	elektrische Stromstärke	A
K	Krümmung der Phasengrenze Flüssigkeit-Dampf	m^{-1}
k	Wärmedurchgangskoeffizient	$\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$
k	Erweiterungsfaktor der Gesamtunsicherheit	–
L	Leckrate	mbar l s^{-1}
l	Länge	m
\dot{M}	Massenstrom	kg s^{-1}

\dot{m}	Massenstromdichte	$\text{kg s}^{-1} \text{m}^{-2}$
n	Anzahl	–
P_{el}	elektrische Leistung	$\text{VA} \setminus \text{W}$
Po	<i>Pouiseuille</i> -Zahl	–
p	Druck	$\text{mbar} \setminus \text{Pa}$
Δp	Druckdifferenz	mbar
\dot{Q}	Wärmestrom	W
\dot{Q}_{Mik}	integrierter Wärmestrom	W m^{-1}
\dot{q}	Wärmestromdichte	W m^{-2}
R	spezifische Gaskonstante	J (kg K)^{-1}
R	Radius	m
R	Wärmewiderstand	$\text{KW}^{-1} \setminus \text{°C W}^{-1}$
R_{el}	elektrischer Widerstand	Ω
R_{ph}	Wärmewiderstand der Phasengrenze	$\text{m}^2 \text{KW}^{-1}$
s	Kanalbreite	m
Δs_v	spezifische Verdampfungsentropie	kJ (kg K)^{-1}
T	Temperatur	$\text{K} \setminus \text{°C}$
ΔT	Temperaturdifferenz	K
t	Dicke	m
U	Umfang	m
U_{el}	elektrische Spannung	V
u, v, w	Geschwindigkeitskomponente in x, y, z -Richtung	m s^{-1}
V	Volumen	$\text{m}^3 \setminus \text{l}$
w	Gewichtungsfaktor	–
x, y, z	kartesische Koordinaten	m

Griechische Buchstaben und Symbole

Symbol	Beschreibung	Einheit
α	Wärmeübergangskoeffizient	$\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$
β	thermischer Ausdehnungskoeffizient	K^{-1}
γ	Neigungswinkel	$^\circ$
δ	Dicke des Flüssigkeitsfilms	m

η	dynamische Viskosität	Pa s
η	lokale Koordinate, orthogonal zur Wand	m
θ	Kontaktwinkel	°
κ	Kompressibilität	bar ⁻¹
λ	Wärmeleitfähigkeit	W (m K) ⁻¹
ν	kinematische Viskosität	m ² s ⁻¹
ξ	lokale Koordinate, parallel zur Wand	m
ρ	Dichte	kg m ⁻³
σ	Oberflächenspannung	N m ⁻¹
τ	Zeit	s \ min \ d
ϕ	volumetrischer Partikelanteil	–
ϕ	Zustandsgröße	–
ψ	Verdampfungsrate	kg s ⁻¹
\varnothing	Durchmesser	–
∂	partielle Ableitung	–

Subskripte

Symbol	Beschreibung
3-Kl	3-Phasen Kontaktlinie
Ace	Aceton
ad	adsorbierter Film
ad Z	adiabate Zone
Box	Temperierbox
Cu	Kupfer
char	charakteristisch
d	dampfförmig / Dampf
dis	<i>disjoining pressure</i>
Exp	Experiment
eff	effektiv
f	flüssig / Flüssigkeit
Gk	Grundkörper

Hf	Heizfolie
hor	horizontal
Iso	Isolierung
i	freier Index
int	Intervall
Kon	Kondensator
Kor	Korrelation
k	kritischer Punkt
kap	kapillar
Mak	Makrozone
Met	Methanol
Mik	Mikrozone
Mk	Messkammer
max	maximal / Maximum
min	minimal / Minimum
Nano	Nanofluid
num	Numerik
O	Ordnung
P	Pore
Pt100	Platin Widerstandsthermometer
Ph	Phasengrenze Flüssigkeit-Dampf
proj	projiziert
<i>Re-E</i>	<i>Re-Entrant</i> Kanal
RG	Rechengebiet
sat	Sättigung
sta	statistisch
sys	systematisch
V	Verdampfer
Ve	Volumenelement
Verl	Verlust
Vo	Verdampferoberfläche
v	verdampfend
ver	vertikal
W	Wand

Wehr	Flüssigkeitswehr
zu	zugeführt
∞	Fernfeld

Superskripte

Symbol	Beschreibung
—	Mittelwert
$\hat{}$	über eine Fläche gemittelter Wert
\sim	Sollwert
*	dimensionslose Größe
/	Integrationsrichtung

Abkürzungen

Symbol	Beschreibung
S/W	schwarz-weiß
FEM	Finite-Elemente-Methode
IR	Infrarot
LED	Leuchtdiode
NCG	Non Condensable Gas
ppm	parts per million
Pt100	Platin Widerstandsthermometer
REM	Rasterelektronenmikroskop
RG	Rechengebiet
TLC	thermochrome Flüssigkristalle

Dimensionslose Größen

Symbol	Beschreibung
$Bo = \frac{\rho_f g R_f^2}{\sigma}$	Bond-Zahl
$Ca = \frac{\nu_f \rho_f v_f}{\sigma}$	Kapillarzahl-Zahl
$Gr = -\beta (T_W - T_\infty) \frac{g l_{\text{char}}^3}{\nu^2}$	Grashof-Zahl
$M = \frac{\rho_f \sigma \Delta h_v}{\eta_f}$	Merit-Zahl
$Nu = \frac{\alpha l_{\text{char}}}{\lambda}$	Nußelt-Zahl
$Pr = \frac{\nu \rho c}{\lambda}$	Prandtl-Zahl
$p^* = \frac{p_{\text{sat}}}{p_k}$	reduzierter Druck
$Ra = Gr Pr$	Rayleigh-Zahl
$Re = \frac{u l_{\text{char}}}{\nu}$	Reynolds-Zahl





Einleitung und Motivation

Ein Leben ohne all die elektronischen Geräte, welche uns in unserem täglichen Leben umgeben, ist für viele kaum mehr vorstellbar. Um dies zu verdeutlichen habe ich einen typischen Arbeitstag während meiner Zeit am Institut für Technische Thermodynamik zusammengefasst. Wie jeden Morgen reißt mich auch heute das schrille Klingeln meines Smartphones aus dem Schlaf. Raus aus den Federn, da aus der Küche bereits die am Abend zuvor programmierte Kaffeemaschine zu hören ist. Während der obligatorischen Tasse Kaffee checke ich mit dem Tablet-PC die Mails der Nacht und überfliege die Schlagzeilen diverser Nachrichtenseiten aus aller Welt. Dann heißt es Rucksack packen und die neue LED-Lampe für das Fahrrad nicht vergessen, da es wie so häufig vom Büro direkt zum Sport geht. Im Institut angekommen sichte ich zunächst die Ergebnisse der Berechnungen, welche über Nacht auf dem Rechenknecht im Keller gelaufen sind. Anschließend schalte ich die im Labor befindliche Versuchsanlage an, damit diese in den nächsten Stunden vollautomatisiert das hinterlegte Versuchsprogramm abarbeitet. So nimmt der Arbeitstag unter Einsatz mehrerer PCs und diverser anderer elektronischer Geräte seinen Lauf, nur unterbrochen durch Kaffeepausen mit Kollegen zum Austausch der neuesten „wissenschaftlichen“ Erkenntnisse, bis es am Abend mit dem Rad zum Sport geht. Radfahren ohne Elektronik? Undenkbar, da während der Fahrt Route und Geschwindigkeit selbstverständlich via GPS bestimmt wird. Nach dem Training endlich zu Hause angekommen geht der erste Griff in Richtung Laptop, um die Daten des Radcomputers in die Cloud zu laden, damit die anderen sehen, wie fleißig ich wieder trainiert habe.

Diese kurze Anekdote soll verdeutlichen, wie sehr unser tägliches Leben durch den rasanten Fortschritt der Halbleiterindustrie geprägt ist. Ist die Kühlung der LED-Lampe noch recht einfach mittels einphasiger Konvektion über das Gehäuse möglich, so bedarf es schon effizienterer Wärmeübertragungstechniken bei der Kühlung von Computerchips, wie sie beispielsweise in Laptops eingesetzt werden. Aufgrund der zunehmenden Miniaturisierung und der damit verbundenen Steigerung der Leistungsdichte elektroni-

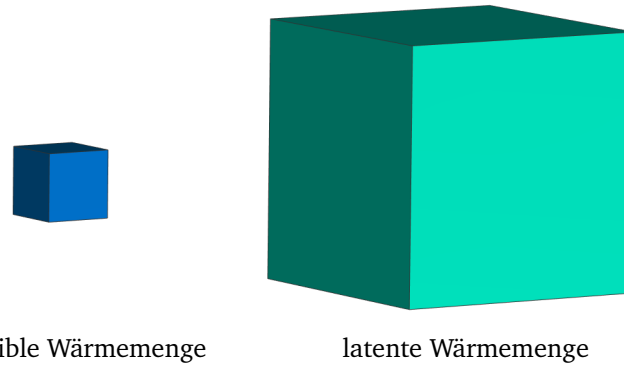


Abbildung 1.1: Größenvergleich der Wärmemenge für die Erwärmung von Wasser um 10 K (links) und für dessen Verdampfung (rechts)

scher Komponenten [74, 99] besteht die Herausforderung zur Fortsetzung dieser Entwicklung in der Übertragung des stetig steigenden Wärmestroms bei abnehmender Fläche. Die dabei zu übertragende Wärmestromdichte stieg von 60 W cm^{-2} im Jahre 1997 auf 100 W cm^{-2} im Jahr 2007, bei einer Prognose von mehr als 300 W cm^{-2} in naher Zukunft [1, 99]. Laut einer Studie aus dem Jahr 2014 ist resultierend aus dem Anstieg dieses Wärmestroms mit einem Wachstum des Weltmarktes für Thermo-Management Produkte zu rechnen. Betrug im Jahr 2013 der Umsatz dieser Branche noch 10,1 Mrd. US-Dollar, so wird bis zum Jahr 2019 ein Anstieg auf 14,7 Mrd. prognostiziert, zusätzlich begünstigt durch die rasant steigende Zahl elektronischer Konsumgüter [75].

Da mit dem Phasenwechsel hohe Wärmeströme bei, verglichen zur reinen Wärmeleitung, geringen Temperaturdifferenzen übertragbar sind, werden in den letzten Jahren zunehmend Verdampfungsprozesse für die Übertragung hoher Wärmestromdichten ($\geq 100 \text{ W cm}^{-2}$) eingesetzt. Die Effizienz dieses Prozesses soll anhand des Größenverhältnisses der in Abbildung 1.1 dargestellten Körper verdeutlicht werden. Der blaue Würfel entspricht darin der Wärmemenge, die für die Erwärmung von 1 g Wasser von 20°C auf 30°C benötigt wird (sensible Wärme), wohingegen der grüne Würfel die Energiemenge symbolisiert, welche für die Verdampfung (latente Wärme) derselben Menge Wasser aufzubringen ist. Grund dieser Diskrepanz zwischen sensibler und latenter Wärme ist die, verglichen zur spezifischen Wärmekapazität des flüssigen Wassers, um den Faktor 584 höhere Verdampfungsenthalpie.

Zur Kühlung elektronischer Komponenten hat sich der Einsatz von Wärmerohren (engl. *heat pipes*) in vielen technischen Anwendungen aufgrund der niedrigen Herstellungskosten, des geringen benötigten Bauraums sowie der Unabhängigkeit von zusätzlicher externer Energiezufuhr etabliert. Die Übertragung der Wärme erfolgt darin in Form von latenter Wärme was die Effizienz dieser Bauteile begründet (\rightarrow Abb. 1.1). Die derzeit größte Limitierung bei der Optimierung der Wärmerohre hinsichtlich des übertragbaren Wärmestroms ist der Wärmewiderstand der Kapillarstruktur innerhalb des Verdampfers [89, 126]. Trotz einer Vielzahl experimenteller und numerischer Forschungsarbeiten auf dem Gebiet der Wärmeübertragung seit Mitte des letzten Jahrhunderts sind die in Verbindung mit der Verdampfung auftretenden physikalischen Effekte noch nicht hinreichend detailliert verstanden. Aus diesem Grund

beruhen die der Auslegung zu Grunde liegenden Korrelationen zur Beschreibung des Wärmeübergangs aus Kapillarstrukturen zumeist auf empirischen Daten. Sie sind daher nur eingeschränkt übertragbar und ungeeignet für Optimierungsrechnungen.

Um eine umfassende wissenschaftliche Untersuchung des Wärme- und Stofftransportes innerhalb strukturierter Verdampferoberflächen durchführen zu können, beinhaltet diese Arbeit neben dem experimentellen einen numerischen Teil. Ziel der experimentellen Forschung ist die Quantifizierung der Auswirkung globaler Einflussgrößen, wie beispielsweise die Änderung der Sättigungstemperatur, auf den Wärme- und Stofftransport. Neben der Kenntnis über den Einfluss dieser Randbedingungen dienen die experimentellen Daten der Validierung numerischer Modelle. Mittels des auf der Numerik basierenden Forschungsansatzes ist es durch die Untersuchung auf deutlich kleineren Längen- und Zeitskalen möglich, ein vertieftes Verständnis über die physikalischen Phänomene und deren Wechselwirkung zu erlangen. Weiterhin erlaubt dieser Ansatz die gezielte Erforschung des Einflusses einzelner Parameter (z.B. Dichte des Dampfes), was bei der Durchführung von Experimenten nicht realisierbar ist. Aus dieser Motivation leitet sich der Aufbau der vorliegenden Arbeit wie folgt ab: In Kapitel 2 werden ein kurzer Überblick über den Stand der Forschung gegeben und die Ziele der Arbeit definiert. Anschließend werden der Versuchsaufbau, die Versuchsdurchführung und die Datenauswertung erläutert (Kapitel 3), gefolgt von Kapitel 4, in dem das numerische Modell vorgestellt wird. In Kapitel 5 werden die Ergebnisse der Experimente sowie der Numerik vorgestellt, verglichen und erläutert. Zum Abschluss werden in Kapitel 6 die zentralen Punkte der Arbeit kurz zusammengefasst und ein Ausblick gegeben.



Grundlagen und Stand der Forschung

Bereits im 18. Jahrhundert wurde auf dem Gebiet der Wärmelehre geforscht. Eine der ersten Theorien ist die Caloricum-Theorie von Joseph Black¹. Dieser Theorie liegt die Annahme zu Grunde, dass Wärme ein masseloser Stoff sei. Dieser Wärmestoff, das Caloricum, befände sich in den Poren eines Körpers, entwiche aus diesem bei Kontakt mit einem kälteren Körper und dränge in dessen Poren ein. Man nahm an, die einzelnen Caloricum Teilchen würden sich gegenseitig abstoßen, was die Ausdehnung eines Körpers bei Temperaturzunahme begründete. Zudem, so Blacks Theorie, sei das Caloricum eine Erhaltungsgröße, könne demnach also weder erzeugt noch vernichtet werden. Aufbauend auf dieser Theorie war es Jean Baptiste Joseph Fourier², der mit seiner Arbeit das Prinzip der Wärmeleitung erklärte. Den Grundstein für die Wissenschaft der Thermodynamik legte Nicolas Léonard Sadi Carnot³ mit seiner im Jahr 1824 veröffentlichten Schrift „*Réflexions sur la puissance motrice de feu et sur les machines propres à développer cette puissance*“⁴, welcher die Caloricum-Theorie zugrunde liegt.

In den Jahren 1840 bis 1850 wurden die bis dahin bestehenden Theorien durch das Prinzip der *Äquivalenz von Wärme und Arbeit* abgelöst, wonach Wärme in Arbeit und Arbeit in Wärme gewandelt werden kann. An der Formulierung dieses Äquivalenzprinzips waren mehrere, zum Teil voneinander unabhängige, Forscher beteiligt. Julius Robert Mayer⁵ beschäftigte sich mit der theoretischen Beschreibung des Äquivalenzprinzips, wohingegen James Prescott Joule⁶ experimentelle Arbeiten durchführte.

¹ Joseph Black (1728 – 1799), schottischer Physiker, Mediziner und Chemiker

² Jean Baptiste Joseph Fourier (1768 – 1830), französischer Mathematiker und Physiker

³ Nicolas Léonard Sadi Carnot (1796 – 1832), französischer Physiker und Ingenieur

⁴ „*Betrachtungen über die bewegende Kraft des Feuers und die zur Entwicklung dieser Kraft geeigneten Maschinen*“, Übersetzung W. Ostwald [13]

⁵ Julius Robert Mayer (1814 – 1878), deutscher Arzt

⁶ James Prescott Joule (1818 – 1889), englischer Privatgelehrter

Schließlich war es im Jahr 1850 Rudolf Julius Emanuel Clausius⁷, der aufbauend auf den Arbeiten von Carnot, Mayer und Joule erstmals die beiden noch heute gültigen Hauptsätze der Thermodynamik formulierte. [4, 94]

Zu Beginn dieses Kapitels werden die für das Verständnis der Arbeit notwendigen Grundlagen kurz erläutert und die wichtigsten im Verlauf der Arbeit verwendeten Begriffe eingeführt. Im Anschluss daran wird der Wärmeübergang bei der Verdampfung aus Kapillarstrukturen thematisiert, wobei insbesondere auf den Wärmeübergang durch dünne Flüssigkeitsfilme detailliert eingegangen wird. Im darauf folgenden Unterkapitel werden Anwendungsgebiete für strukturierte Verdampferoberflächen aufgezeigt und Ansätze zur Verbesserung des Wärmetransportes erläutert, gefolgt von der Betrachtung des Einflusses nichtkondensierbarer Gase. Abschließend erfolgt eine Zusammenfassung des Standes der Forschung, und die daraus abgeleiteten Ziele der Arbeit werden formuliert. Ziel dieses Kapitels ist die Darlegung eines knappen Überblicks über den aktuellen Stand der Forschung. Hierzu werden im Folgenden ausgewählte Modelle und repräsentative Ergebnisse aufgeführt, wobei jedoch aufgrund der Vielzahl an Publikationen kein Anspruch auf Vollständigkeit erhoben werden kann.

2.1 Grundlagen und Begriffe

Der Begriff **Wärmeübertragung** beschreibt den Transport von Energie in Form eines Wärmestroms. Voraussetzung für diese Art des Energietransportes ist das Vorliegen einer Temperaturdifferenz innerhalb eines Mediums und / oder zwischen verschiedenen Körpern. Resultat der Wärmeübertragung ist die Zu- bzw. Abnahme innerer Energie der einzelnen Teilsysteme, wobei Energie als Erhaltungsgröße weder erzeugt noch vernichtet werden kann und die Änderung mithin betragsmäßig gleich sein muss. Die Wärmeübertragung wird in die zwei Arten, kontaktbehaftete (Wärmeleitung und Konvektion) und kontaktlose (Strahlung) Übertragung von Wärme, unterteilt. In der vorliegenden Arbeit bleibt die durch Strahlung übertragene Wärmemenge unberücksichtigt, da deren Anteil vernachlässigbar klein gegenüber der kontaktbehafteten Wärmeübertragung ist.

Zur Übertragung hoher Wärmeströme eignet sich der konvektive Wärmeübergang in Verbindung mit dem Phasenwechsel des Kältemittels, wie mit dem in Abbildung 1.1 dargestellten Größenverhältnis verdeutlicht, besonders gut. Prozesse, die einen solchen Übergang von der flüssigen in die dampfförmige Phase beinhalten, werden unter dem Begriff der **Siedeprozesse** zusammengefasst. In Abbildung 2.1 ist der Verlauf der Siedekurve für das Behältersieden dargestellt, welche auch nach ihrem Entwickler Shirô Nukiyama⁸ als Nukiyama-Kurve bezeichnet wird. Diese in vier Bereiche unterteilte Kurve beschreibt den Zusammenhang zwischen der übertragenen Wärmestromdichte \dot{q} und der Wandüberhitzung ΔT_w . Bereich I ist der Bereich des *stillen Siedens*, in dem sich aufgrund der geringen Wärmestrom-

⁷ Rudolf Julius Emanuel Clausius (1818 – 1888), deutscher Physiker

⁸ Shirô Nukiyama (1896 – 1983), japanischer Wissenschaftler

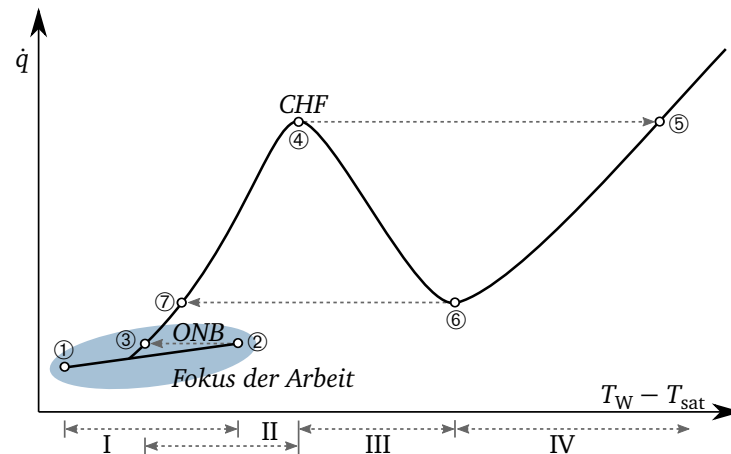


Abbildung 2.1: Nukiyama-Kurve nach [82, 101, 116]

dichte keine Dampfblasen bilden und der Wärmeübergang daher ausschließlich an der freien Oberfläche der Flüssigkeit stattfindet. Eine stetige Erhöhung der zugeführten Wärmestromdichte resultiert in der linearen Zunahme der Wandüberhitzung, bis zur Bildung erster Dampfblasen an der Behälterwand ②. Mit dem Einsetzen des Blasensiedens *ONB* (*Onset of Nucleate Boiling*) nimmt die Wandüberhitzung bei gleichbleibender übertragener Wärmestromdichte ②→③ sprunghaft ab, jedoch entgegen des erwarteten Umkehrschlusses, führt eine Abnahme der Wärmestromdichte im Punkt ③ nicht zur Zunahme der Wandüberhitzung. Im Bereich des *Blasensiedens* ③→④ steigt bei weiterer Erhöhung der zugeführten Wärmestromdichte die Wandüberhitzung bis zum Erreichen der kritischen Wärmestromdichte *CHF* (*Critical Heat Flux*) nur gering an. Die kritische Wärmestromdichte entspricht hierbei dem maximal mittels Blasensiedens übertragbaren Wärmestroms. Eine weitere Steigerung der Wärmestromdichte über den Wert des *CHF* hinaus führt zu einem Wechsel der Siedeform in den Bereich des *Filmsiedens* (IV). Verbunden ist dieser Wechsel mit dem sprunghaften Anstieg der Wandüberhitzung ④→⑤, der durch einen sich bildenden, isolierend wirkenden Dampffilm zwischen Flüssigkeit und Wand bedingt ist. Ausgehend von ⑤ führt eine Reduzierung der Wärmestromdichte nicht zur sofortigen Auflösung des Dampffilms (Rücksprung zu ④), vielmehr bleibt ein stabiler Dampffilm bis zum Erreichen des *Leidenfrost*-Punktes ⑥ auf der Oberfläche des Heizers bestehen. Eine weitere Wärmestromreduzierung führt zur sprunghaften Abnahme der Wandtemperatur in den Bereich des *Blasensiedens* ⑥→⑦. Der *instabile Bereich* (III) wird aufgrund der beschriebenen Hysterese bei einem wärmestromkontrollierten Heizer nicht durchlaufen, sondern tritt nur bei temperaturgeregelten Heizern auf. Für weiterführende Informationen sei an dieser Stelle auf die Bücher von Carey [12] oder Stephan et al. [111] verwiesen.

Das Aufkommen und der vermehrte Einsatz der in Kapitel 2.3 thematisierten Wärmerohre ab Mitte des vergangenen Jahrhunderts war verknüpft mit der Frage, wie die Flüssigkeitsversorgung in der Zone der Verdampfung ohne äußere Energiezufuhr und unabhängig von der Schwerkraft zu realisieren sei. Die einfachste Lösung dieses Problems liegt in der Nutzung der Kapillarkraft, beispielsweise durch Einlegen eines Gewebes an der Wand des Wärmerohres. Strukturen, welche diese auf der Kapillardruckdifferenz beruhenden Kraft zur Verteilung der Flüssigkeit nutzen, werden im allgemeinen unter dem Sammelbe-

griff **Kapillarstruktur** zusammengefasst ohne näher auf die Art der Strukturierung einzugehen. Potash und Wayner [88] gehörten zu den Ersten, die grundlegend den Wärme- und Stofftransport während der Verdampfung aus einem Flüssigkeitsmeniskus untersuchten. Ihre Ergebnisse deuten darauf hin, dass der Wärmeübergang besonders gut im Bereich dünner Flüssigkeitsfilme ist, wie sie im wandnahen Bereich vorliegen. Aus makroskopischer Sicht entspricht der Bereich dünner Filme gerade dem Punkt, an welchem die Wand, die Flüssigkeit und der Dampf miteinander in Kontakt stehen (→ Abb. 2.7). In der dreidimensionalen makroskopischen Darstellung wird aus dem Punkt eine Linie, welche als **3-Phasen Kontaktlinie** bezeichnet wird.

2.2 Wärmeübertragung bei der Verdampfung aus Kapillarstrukturen

Mit dem verstärkten Einsatz von Wärmerohren in technischen Anwendungen seit den 1960er Jahren nahm auch die Anzahl wissenschaftlicher Publikationen zum Wärme- und Flüssigkeitstransport in Kapillarstrukturen in Verbindung mit Verdampfungs- und Kondensationsprozessen stetig zu. Im Jahre 1976 verfassten Dunn und Reay die erste Auflage des Buches *Heat Pipes* [92], welches heute als das Standardwerk auf dem Gebiet der Wärmerohre gilt. Daneben geben die Bücher von Faghiri [29], Peterson [87], Webb und Kim [124] einen umfassenden Überblick über diese Thematik. Im Laufe der Jahre erschien eine Vielzahl experimenteller und numerischer Arbeiten, welche insbesondere den Wärmetransport bei der Verdampfung aus Kapillarstrukturen beinhalten. In Abbildung 2.2 sind ausgewählte Beispiele untersuchter Strukturen bzw. Anlagen verschiedener Größenordnungen zusammengefasst, wobei die geometrischen Dimensionen von wenigen Mikrometern über einige Millimeter bis hin zu mehreren Metern variieren. Neben den stark divergenten Längenskalen unterscheiden sich die wissenschaftlichen Arbeiten zudem in den untersuchten Paarungen aus Wandmaterial und Fluid. Im Hinblick auf die Anwendung von Kapillarstrukturen in Wärmerohren oder Thermosiphons beschränken sich die Mehrzahl der experimentellen Arbeiten auf den Wärmestrombereich beziehungsweise den Bereich der Wandüberhitzung bis zum Einsetzen des Blasensiedens innerhalb der Kanäle (→ Abb. 2.1 ONB). Begründet ist diese Beschränkung durch ein mögliches Verblocken der Struktur durch sich bildende Dampfblasen, insbesondere bei der Verwendung geschlossener Kapillaren (z.B. Netzstrukturen), was zu einem partiellen Austrocknen des sich anschließenden Bereichs innerhalb des Verdampfers führen kann. Dunn und Reay definieren in ihrem Buch [92] einen Bereich des Wärmestroms und der Temperatur, in dem ein Wärmerohr sicher betrieben werden kann (→ Abb. 2.3). Begrenzt wird dieser Bereich durch fünf Leistungsgrenzen, wobei das beschriebene Einsetzen des Blasensiedens als *Siedegrenze* definiert ist. Eine weitere im Kontext dieser Arbeit relevante Leistungsgrenze ist die *Kapillarkraftgrenze*, welche überschritten wird, sobald die Summe der Druckverluste entlang der Kapillarrille und im Dampfraum größer ist als der von der jeweiligen Struktur erzeugte maximale Kapillardruck. Ein Überschreiten dieser Grenze führt ebenfalls zu lokalem Austrocknen des Verdampfers und damit zum möglichen Versagen des gesamten Wärmerohres. Weitere Leistungsgrenzen sind die *Viskositätsgrenze*, die *Schallgeschwindigkeitsgrenze* sowie die *Wechselwirkungsgrenze*. Da diese für die vorliegende Arbeit jedoch von geringer Relevanz sind,

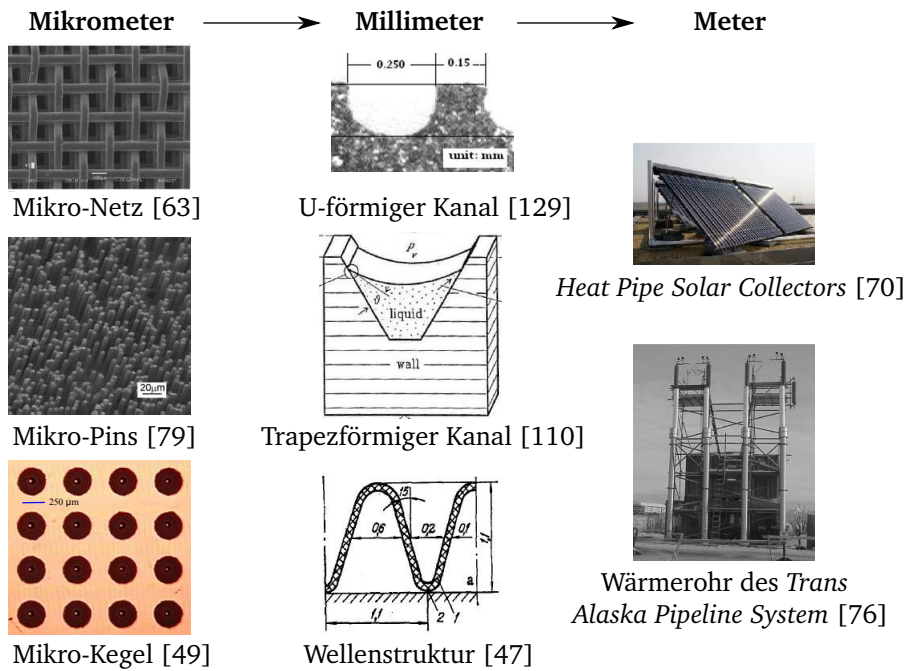


Abbildung 2.2: Längenskalen bei der Untersuchung von Kapillarstrukturen

wird an dieser Stelle nicht näher auf sie eingegangen. Eine ausführliche Beschreibung aller Leistungsgrenzen kann der Arbeit von Dunn und Reay entnommen werden.

In Abbildung 2.4 sind beispielhaft experimentell bestimmte Verläufe des Wärmeübergangskoeffizienten verschiedener Kapillarstrukturen und Kältemittel über der zugeführten Wärmestromdichte aufgetragen. Aufgrund ihrer Relevanz für diese Arbeit beinhaltet die Abbildung ausschließlich Ergebnisse des stillen Siedens in horizontalen Verdampferstrukturen, welche initial vollständig mit Flüssigkeit benetzt sind. Den Ergebnissen von Wong und Chen [129] sowie Xia et al. [132] ist gleich, dass der Wärmeübergangskoeffizient mit Zunahme der zugeführten Wärmestromdichte abnimmt. Xia et al. begründen diese Charakteristik mit dem abnehmenden Verhältnis zwischen der Wärmestromdichte durch den wandna-

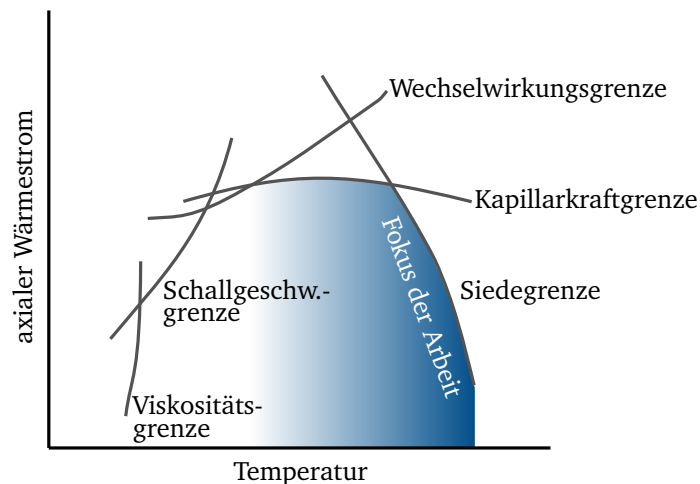


Abbildung 2.3: Leistungsgrenzen eines Wärmerohres nach Dunn und Reay [92]

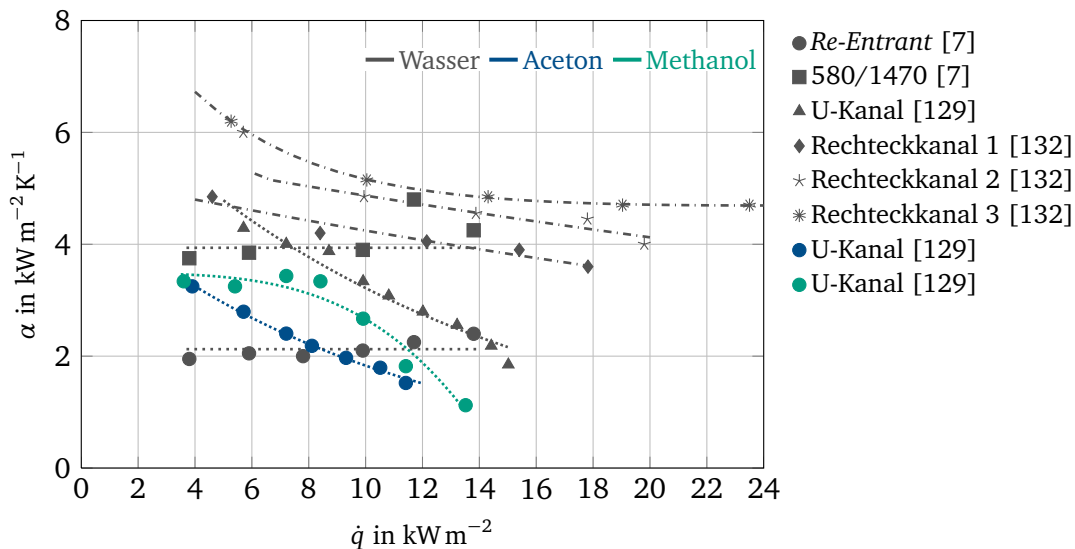


Abbildung 2.4: Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten über der zugeführten Wärmestromdichte

hen Bereich und des insgesamt zugeführten Wärmestroms. Weiter ziehen die Autoren auf Grundlage ihrer Ergebnisse die Schlussfolgerung, dass der Wärmeübergang im wandnahen Bereich verglichen zum makroskopischen Flüssigkeitsmeniskus effizienter ist, ohne jedoch näher auf die Gründe einzugehen. Weitere Autoren wie beispielsweise Wong und Chen [129] führen die Abnahme des Wärmeübergangskoeffizienten auf eine zunehmende Austrocknung des Verdampfers zurück. Dem gegenüber stehen die Ergebnisse von Brandt [7], welcher für das von ihm untersuchte Kältemittel Wasser keine Abhängigkeit von der Wärmestromdichte beobachten kann. Der Autor erklärt diese Unabhängigkeit mit dem fehlenden direkten Einfluss der Wärmestromdichte auf den Wärmeübergang im wandnahen Bereich sowie innerhalb des makroskopischen Flüssigkeitsmeniskus. Im stationären Betrieb führt eine Erhöhung der Wärmestromdichte zu einer Zunahme der Krümmung der Phasengrenze aufgrund der steigenden Druckverluste entlang des Flüssigkeitskanals, was durch die Untersuchungen von Ivansvskii et al. bestätigt wird [47]. Dies vergrößert zwar theoretisch den Bereich dünnen Flüssigkeitsfilms und müsste demnach zu einer Verbesserung des Wärmeübergangs führen, jedoch konnte Brandt diese Verbesserung mit seinen Experimenten nicht nachweisen. Auf Grundlage der bisher publizierten Ergebnisse ist daher keine generelle Beurteilung des Einflusses der Wärmestromdichte auf den globalen Wärmeübergang einer Kapillarstruktur möglich. Grund hierfür ist die Vielzahl möglicher Faktoren wie beispielsweise die Oberflächentopografie des Verdampfers oder das verwendete Kältemittel, welche alle einen maßgeblichen, aber bisher nicht eindeutig zu quantifizierenden Einfluss auf den Wärmeübergang besitzen.

In Abbildung 2.5 sind die experimentell bestimmten Verläufe des Wärmeübergangskoeffizienten über der Sättigungstemperatur aufgetragen, wobei je Messreihe der zugeführte Wärmestrom konstant ist. Die Ergebnisse der Autoren Brandt [7], Diao et al. [25] und Xia et al. [132] zeigen unabhängig vom untersuchten Kältemittel eine deutliche Zunahme des Wärmeübergangskoeffizienten mit steigender Sättigungstemperatur beziehungsweise steigendem Sättigungsdruck. Xia et al. [132] führen diesen Anstieg neben der sich verbessernde Wärmeleitfähigkeit der Flüssigkeit auf die Abnahme der Oberflä-

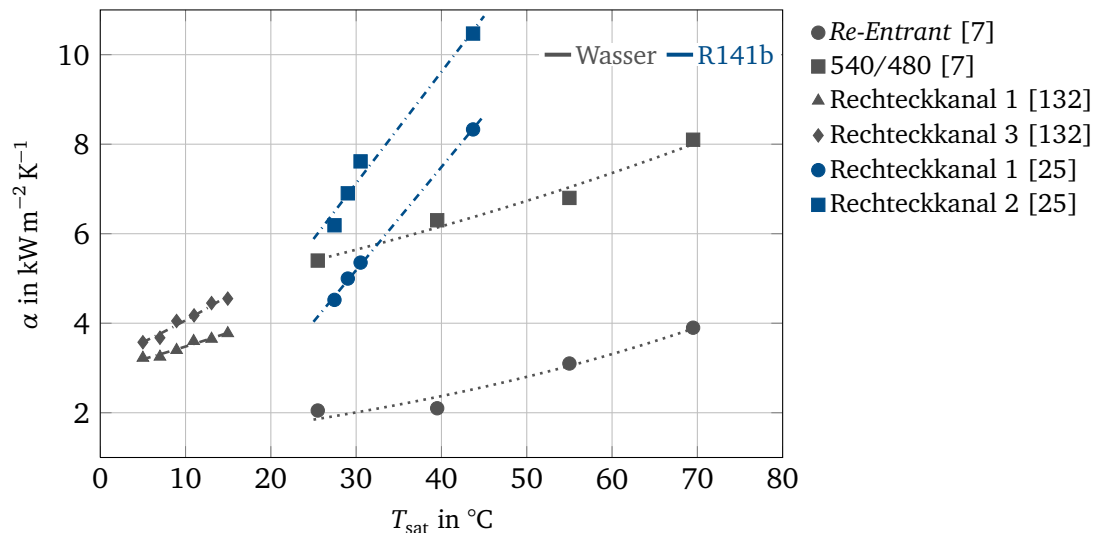


Abbildung 2.5: Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten über der Sättigungstemperatur bei konstantem Wärmestrom

chenspannung und der kinematischen Viskosität zurück, wobei diese Aussage lediglich Gültigkeit für den Wärmeübergang im Bereich dünner Flüssigkeitsfilme besitzt (→ Kap. 2.2.1 und Tab. A.9). Diese Temperaturabhängigkeit der thermophysikalischen Stoffeigenschaften führt gemäß der Autoren zu der Zunahme des Verdampfungsmassenstroms und damit verbunden zur Steigerung der Flüssigkeitstransportes in den wandnahen Bereich. Brandt begründet die Zunahme des Wärmeübergangskoeffizienten bei steigender Sättigungstemperatur mit der Abnahme des molekularkinetischen Wärmewiderstandes an der Phasengrenze Flüssigkeit-Dampf. Wie er in seiner Arbeit beschreibt, beruht diese Abnahme maßgeblich auf der Zunahme der Dampfdichte innerhalb des von ihm betrachteten Temperaturintervalls. Insbesondere im Bereich dünner Flüssigkeitsfilme dominiert nach Brandt der molekularkinetische Wärmewiderstand den Wärmetransport, weshalb die Zunahme der Sättigungstemperatur mit einem Anstieg des Verdampfungsmassenstroms in Wandnähe einhergeht, was sich makroskopisch in der Zunahme des Wärmeübergangskoeffizienten widerspiegelt.

Ein weiterer Einflussfaktor, welcher wesentlich den globalen Wärmeübergang von strukturierten Heizern bestimmt, ist der Füllgrad der Kapillarstruktur beziehungsweise des untersuchten Verdampfer-Kondensator Systems. Dieser ist in den im Folgenden aufgeführten Literaturstellen definiert als Volumen der Flüssigkeit zum jeweiligen Gesamtvolumen der Kapillaren. In Abbildung 2.6 sind beispielhaft experimentell bestimmte Wärmeübergangskoeffizienten, bezogen – zur besseren Vergleichbarkeit – auf dessen Minimalwert über dem Füllgrad aufgetragen. Die Ergebnisse aller Autoren belegen die Existenz einer optimalen Füllmenge, welche abhängig von der verwendeten Kapillarstruktur, dem Kältemittel und insbesondere der Wärmestromdichte ist. Lips et al. [65] untersuchen den Wärmeübergang in rechteckigen Mikrorillen in Kombination mit n-Pentan bei einer Sättigungstemperatur von 40 °C. Ihre Ergebnisse bestätigen die signifikante Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten vom Füllgrad des Systems sowie die Existenz eines Optimums. In ihrer Arbeit begründen die Autoren den verringerten Wärme-

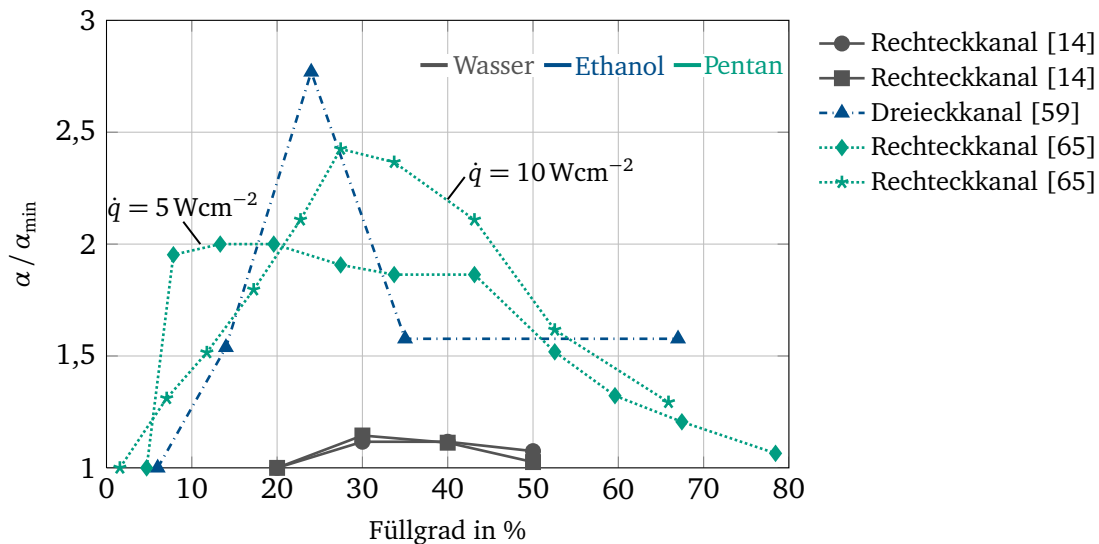


Abbildung 2.6: Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten bei unterschiedlichen Füllgraden

übergang bei niedrigen Füllgraden mit der partiellen Austrocknung des Verdampfers, die sie während der Versuchsdurchführung beobachten konnten; die Untersuchungen von Launay und Sartre [59] bestätigen diese Annahme. Mit ansteigendem Füllgrad verringert sich der trockene Bereich innerhalb des Verdampfers und der Wärmeübergangskoeffizient nimmt zu. Die Abnahme des Wärmeübergangskoeffizienten bei hohen Füllgraden führen Lips et al. [65] auf die zunehmende Überflutung innerhalb des Kondensators zurück, was sowohl durch die Ergebnisse von Chang et al. [14] als auch von Launay und Sartre [59] bestätigt wird. Zudem belegen die Ergebnisse der verschiedenen Autoren die Verschiebung des maximal erreichbaren Wärmeübergangskoeffizienten hin zu höheren Füllgraden bei Erhöhung der Wärmestromdichte. Dies führen die Autoren auf den gestiegenen Verdampfungsmassenstrom zurück, was die Austrocknung der Randbereiche aufgrund eines insuffizienten Flüssigkeitstransportes zur Folge hat. Damit verbunden ist der Anstieg der Verdampfertemperatur, was die dargestellte Abnahme des Wärmedurchgangskoeffizienten begründet.

Die im Vorangegangenen aufgeführten Erklärungsansätze des Einflusses der zugeführten Wärmestromdichte und der Sättigungstemperatur auf den Wärmeübergangskoeffizienten verdeutlichen, dass das globale Wärmeübertragungsverhalten von Kapillarstrukturen maßgeblich von dem wandnahen Bereich, also dem Gebiet des dünnen Flüssigkeitsfilms, bestimmt ist. Stephan und Busse [110] untersuchen mit ihrer theoretischen Arbeit den Wärmeübergang innerhalb eines mit Ammoniak gefüllten trapezförmigen Aluminiumkanals. Auf Basis der Ergebnisse ihres Modells beziffern Sie den Anteil des übertragenen Wärmestroms in Wandnähe bis zu einer Dicke des Flüssigkeitsfilmes von $\delta \leq 27,5 \text{ nm}$ auf 23 % und 45 % für $\delta \leq 1,0 \text{ }\mu\text{m}$. Kobayashi et al. [54] untersuchen ebenfalls den Wärmeübergang bei der Verdampfung von Ammoniak, jedoch nicht in einem Trapez-, sondern in einem Rechteckkanal. Ihre Ergebnisse belegen, dass mehr als 30 % des gesamten Wärmestroms auf einer Länge übertragen werden, welche geringer als ein Hundertstel der gesamten Phasengrenzfläche ist. Bei Wang et al. [123] variiert der Anteil des übertragenen Wärmestromes innerhalb des dünnen Flüssigkeitsfilms bis zu einer Filmdicke von $1 \text{ }\mu\text{m}$ zwischen

5 % und 69 %, je nach Wandüberhitzung und Breite des Kanals. Diese Beispiele belegen die Möglichkeit der Übertagung sehr hoher Wärmestromdichte im wandnahen Bereich, wobei eine allgemeingültige Vorhersage, aufgrund der Vielzahl von Einflussfaktoren, derzeit nicht möglich ist. Aus diesem Grund erfolgt im nachfolgenden Kapitel die detaillierte Betrachtung dieses, in Relation zur Gesamtgröße der Phasengrenze, sehr kleinen Bereichs.

2.2.1 Wärmetransport in dünnen Filmen und im Bereich der 3-Phasen Kontaktlinie

Potash und Wayner [88] gehörten zu den Ersten, die bereits in den 1970er Jahren theoretisch den Wärmeübergang im wandnahen Bereich während des Verdampfungsprozesses aus einem Flüssigkeitsmeniskus untersuchten. Hierfür unterteilen Sie den in Abbildung 2.7 skizzierten Flüssigkeitsbereich innerhalb eines Kanals in die folgenden drei Abschnitte: *makroskopischer Meniskus* I, *verdampfender dünner Film* II und *adsorbierter Film* III. Bereich I beinhaltet den größten Teil des Flüssigkeitsmeniskus. Die Temperatur der Phasengrenze des makroskopischen Meniskus entspricht in etwa dem Wert der Sättigungstemperatur im Fernfeld und die Krümmung der Phasengrenze kann als konstant angesehen werden. Xia et al. [132] begründen die Annahme einer konstanten Krümmung mit dem sehr kleinen Wert der Bond-Zahl, was gleichbedeutend mit der Dominanz des Kapillardrucks gegenüber dem hydrostatischen Druck ist. Die Beschreibung der Druckdifferenz zwischen Flüssigkeit p_f und Dampf p_d entlang der Phasengrenze erfolgt durch die Young-Laplace Gleichung [\rightarrow Gl. (2.1)], wobei die axiale Krümmung K_x der Phasengrenze entlang des Flüssigkeitskanals (x -Richtung) aufgrund ihres geringen Anteils vernachlässigt wird. Zusätzlich zu dieser Druckdifferenz über die Phasengrenze hinweg existiert innerhalb der Flüssigkeit ein Druckpotential, vom Wirkungsprinzip vergleichbar mit dem hydrostatischen Druck [107], welches als *disjoining pressure* [\rightarrow Gl. (2.2)] bezeichnet wird. Dieses Druckpotential basiert auf Adhäsionskräften (z.B. Van-der-Waals Kräfte), welche zwischen den Molekülen der Wand und der Flüssigkeit wechselwirken, und nimmt mit zunehmendem Wandabstand ab. Experimentelle Untersuchungen ergaben, dass dieser Druck umgekehrt proportional zur dritten Potenz der Filmdicke ist ($p_{dis} \sim \delta^{-3}$) und

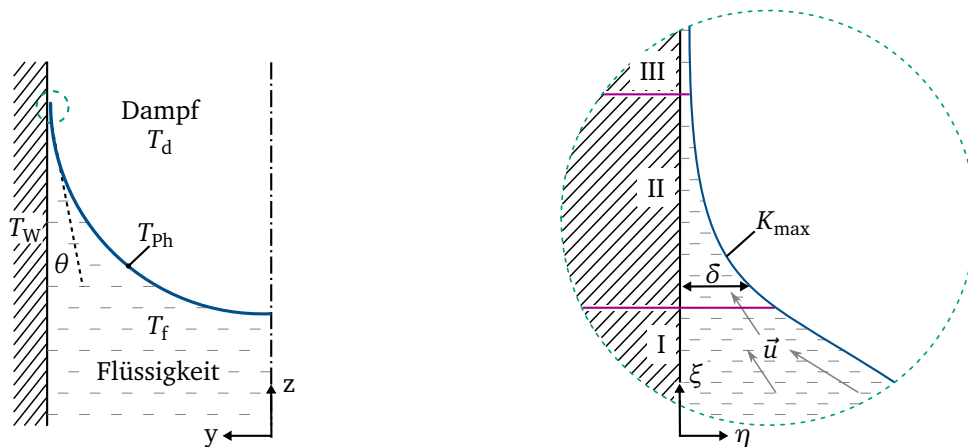


Abbildung 2.7: links: makroskopischer Flüssigkeitsmeniskus; rechts: Detailansicht des wandnahen Bereichs

daher im Bereich des makroskopischen Meniskus, für Filmdicke größer 100 nm [107], vernachlässigt werden kann. Die Abhängigkeit des *disjoining pressure* von der gewählten Materialpaarung wird durch die Dispersionskonstante A_{disp} berücksichtigt, welche die Wechselwirkung zwischen zwei Stoffen charakterisiert. Die Herleitung sowie eine detaillierte Erläuterung des Prinzips des *disjoining pressure* können den Arbeiten von Batzdorf [5] und Stephan [107] entnommen werden.

$$\Delta p_{\text{kap}} = p_d - p_f = \sigma \left(K_x^{\approx 0} + K_y \right) = \sigma K \quad (2.1)$$

$$p_{\text{dis}} = \frac{A_{\text{disp}}}{\delta^3} \quad (2.2)$$

Im Falle des stationären Flüssigkeitsmeniskus wird der an der Phasengrenze verdampfende Massenstrom durch eine Flüssigkeitsströmung aus dem Bereich des makroskopischen Meniskus ausgeglichen. Bedingt durch die ungleichmäßige Verdampfung entlang der Phasengrenze bildet sich eine Querströmung aus dem Bereich des makroskopischen Meniskus in Richtung des wandnahen Bereichs, also dem Gebiet höchster Verdampfungsrate, aus. Ursache dieser Querströmung ist der im rechten Teil der Abbildung 2.8 dargestellte Druckverlauf innerhalb der Flüssigkeit, welcher sein Minimum im adsorbierten Film hat. Weiter veranschaulichen die von Stephan [107] nach Gleichung (2.3) berechneten Druckverläufe innerhalb der Flüssigkeit mit zunehmendem Wandabstand η eine Abnahme des Drucks aufgrund des sich verringerten Druckpotentials A_{disp}/η^3 .

$$p_f(\xi, \eta) = \underbrace{p_d - \Delta p_{\text{kap}}}_{\text{flüssigkeitsseitiger Druck an der Phasengrenze, } p_f(\eta=\delta)} + \frac{A_{\text{disp}}}{\eta^3} - \frac{A_{\text{disp}}}{\delta^3} \quad (2.3)$$

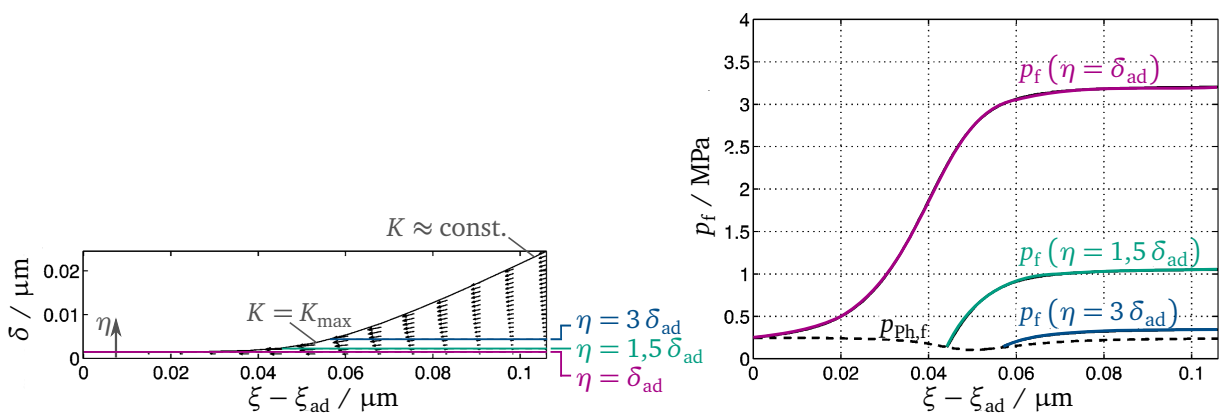


Abbildung 2.8: Strömungsbild (links) und Druckverlauf (rechts) im Bereich des dünnen Flüssigkeitsfilms nach Stephan [107]

Im Bereich des makroskopischen Meniskus entspricht die Temperatur der Phasengrenze der Sättigungstemperatur im Fernfeld. Mit zunehmender Krümmung der Phasengrenze und Abnahme der Filmdicke steigt die Phasengrenztemperatur an und überschreitet im Bereich des verdampfenden dünnen Filmes den Wert der Sättigungstemperatur. Bei weiterer Abnahme der Filmdicke ist der Wärme- und Stofftransport zunehmend durch intermolekulare Kräfte zwischen Wand und Flüssigkeit sowie durch den Wärmewiderstand an der Phasengrenze dominiert, was in der Abnahme des lokalen Wärmeübergangs resultiert. Die Temperatur der Phasengrenze in diesem Bereich steigt stetig an und die Krümmung nimmt, nach Durchlaufen eines Maximums, im adsorbierten Film bis auf den Wert null ab. Die in diesem Bereich konstanter Filmdicke übertragene Wärmestromdichte ist im Vergleich zum insgesamt übertragenen Wärmestrom vernachlässigbar klein. Ursache dafür ist, dass die Temperatur der Phasengrenze gleich der Wandtemperatur ist, da aufgrund der hohen Adhäsionskräfte zwischen Wand und Flüssigkeitsmolekülen keine Verdampfung stattfindet. Aufgrund der beschriebenen Krümmungsänderung der Phasengrenze auf einer Länge von weniger als $1\text{ }\mu\text{m}$ scheint bei makroskopischer Betrachtung der Meniskus mit konstanter Krümmung, also unter einem festen Winkel, auf die Wand aufzutreffen. Dieser scheinbare Winkel wird daher als makroskopischer Kontaktwinkel θ bezeichnet (\rightarrow Abb. 2.7). Für die von Potash und Wayner [88] untersuchte Stoffpaarung Glas-Tetrachlorkohlenwasserstoff beträgt beispielsweise die Länge des zuvor beschriebenen Bereichs verdampfenden dünnen Films $1,395\text{ }\mu\text{m}$, bei einer Filmdicke von $34,4\text{ nm}$ am Übergang von Bereich I nach II.

Das Konzept der Unterteilung eines Flüssigkeitsmeniskus in die drei vorgestellten Bereiche wurde von zahlreichen Autoren übernommen [110, 132, 133]. Allerdings sind die Definitionen der Übergänge zwischen den einzelnen Teilbereichen und folglich deren Längen nicht einheitlich, wodurch ein Vergleich der Ergebnisse nur eingeschränkt möglich ist. Nach der Definition von Potash und Wayner befindet sich der Übergang des makroskopischen Meniskus zum Bereich des verdampfenden dünnen Films an der Stelle, an dem der Kapillardruck [\rightarrow Gl. (2.1)] gerade dem Wert des *disjoining pressure* entspricht [\rightarrow Gl. (2.2)]. Stephan und Busse [110] setzen die Länge des Bereichs II auf $1\text{ }\mu\text{m}$ fest, ohne diese Festsetzung an physikalische Bedingungen zu knüpfen und bezeichnen diesen Bereich als *Mikrozone*. Xia et al. [132] definieren die Übergänge zwischen den einzelnen Bereichen anhand des Gradienten der Filmdicke in η -Richtung und Wang et al. [123] nutzen die Abnahme des *disjoining pressure* als Kriterium.

Höhmnn und Stephan [41] sowie Ibrahim et al. [45] und die Gruppe um Garimella [23, 24, 77] untersuchen in ihren Arbeiten experimentell den Wärmeübergang im Bereich des verdampfenden dünnen Filmes. Die Versuchsaufbauten von Höhmnn und Ibrahim beinhalten jeweils einen einzelnen stationären Flüssigkeitsmeniskus innerhalb eines vertikalen Kapillarspaltes, der durch eine dünne Edelstahlfolie seitlich beheizt wird. Die Rückseite dieser Heizfolie ist bei Höhmnn [41] mit thermochromen Flüssigkristallen (TLCs) versehen, welche in Abhängigkeit von der Temperatur ihre Farbe ändern und somit die Bestimmung des zweidimensionalen Temperaturfeldes ermöglichen. Ibrahim et al. [45] bestimmen im Rahmen ihrer Arbeit das Temperaturfeld unterhalb des verdampfenden Flüssigkeitsmeniskus mittels IR-Thermografie. Da in beiden Arbeiten die Edelstahlfolie sehr dünn ist ($20\text{ }\mu\text{m}$ bzw. $10\text{ }\mu\text{m}$), wird der

Temperaturgradient normal zur Folie vernachlässigt. Das von Höhmann und Stephan während der Experimente bestimmte Temperaturfeld weist einen deutlichen Temperaturgradienten entlang der Wand im Bereich des verdampfenden dünnen Filmes auf. Bei der Verwendung von Wasser als Kältemittel beträgt der maximale Gradient ungefähr 0,1 K auf einer Länge von 50 μm . Ibrahim et al. verwenden in ihren Experimenten HFE-7100 und bestimmen in Abhängigkeit von der eingebrachten Wärmestromdichte einen Temperaturgradienten entlang der Folie zwischen Bereich I und II zwischen 0,4 K und 12 K auf einer Länge von ungefähr 1 mm. Diese deutliche Temperaturabnahme in Bereich II führen die Autoren auf die dort signifikant erhöhte Verdampfungsrate zurück. Aufbauend auf den Daten des Temperaturfeldes berechnen Ibrahim et al. die Verteilung der lokalen Wärmestromdichte im Bereich der Mikrozone. Dabei stellen sie fest, dass der Wert der über der gesamten Heizfolie gemittelten Wärmestromdichte um das 5,4- bis 6,5-fache im Bereich der Mikrozone überstiegen wird. Kunkelmann et al. [57] geben in ihrer Arbeit für das experimentell bestimmte Verhältnis dieser beiden Wärmeströme den Faktor 2,5 bzw. 5 an, wobei die Ergebnisse ihres numerischen Modells lediglich den Anstieg des Wärmestroms um das 1,2-fache aufzeigen. Die Gruppe um Garimella [24, 77] nutzt ebenfalls die IR-Thermografie zur Beobachtung eines dünnen verdampfenden Heptanfilms. Im Unterschied zu Ibrahim et al. erfolgt jedoch bei Garimella et al. die direkte Beobachtung des Flüssigkeitsfilmes von oben mittels IR-Kamera. Die von den Autoren berechneten Temperaturfelder der Verdampferoberfläche bestätigen die Ergebnisse von Höhmann et al. und Ibrahim et al. Auch Graimella et al. können ein Temperaturminimum im Bereich II ($\Delta T \approx 0,2 \text{ K}$) beobachten, wobei die Differenz zwischen der Wandtemperatur im Bereich I und II wie bei den anderen Autoren von der Höhe des zugeführten Wärmestroms abhängt. Weiter berechnen sie auf Basis dieser Temperaturfelder das Verhältnis zwischen dem über die Länge von 50 μm (Bereich II) übertragenen Wärmestrom zu dem insgesamt zugeführten Wärmestrom. Dabei stellen sie fest, dass ungefähr 70 % des zugeführten Wärmestroms durch diesen Bereich übertragen werden, wobei dieser Wert mit Zunahme der zugeführten Wärmestromdichte ansteigt [24].

Mit den zuvor erläuterten experimentellen Ergebnisse unterschiedlicher Versuchsaufbauten konnte aufgezeigt werden, dass das Verhältnis zwischen dem durch den Bereich II und dem insgesamt zugeführten Wärmestrom stark variiert (45 % – 70 % [24, 77]), jedoch mit Zunahme des Gesamtwärmestroms gemäß der Messdaten aller Autoren ansteigt. Ein weiterer Bestandteil der experimentellen Untersuchung der Gruppe um Garimella besteht in der Bestimmung der sich ändernden Meniskusgeometrie in Wandnähe. Hierfür werden die beiden unabhängigen Parameter Verdampfungsmassenstrom ψ und zugeführte Wärmestromdichte \dot{q} variiert und, bei konstanter Filmdicke von 500 μm am linken Rand, die sich einstellende stationäre Form des Flüssigkeitsmeniskus durch eine Kamera aufgenommen. Wie die in Abbildung 2.9 dargestellten Ergebnisse belegen, nimmt bei konstanter Wärmestromdichte und steigendem Verdampfungsmassenstrom die benetzte Länge zu, was bei annähernd konstantem makroskopischen Kontaktwinkel in der Verlängerung des Bereichs dünnen Flüssigkeitsfilms resultiert. Wird hingegen die Wärmestromdichte bei konstantem Verdampfungsmassenstrom erhöht, so verkürzt sich der Bereich des dünnen Flüssigkeitsfilmes. Durch die Zunahme der Wärmestromdichte steigt die Verdampfungsrate im Bereich II an. Zur Nachführung dieses Massenstromes muss die Kapillardruckdifferenz zunehmen, was

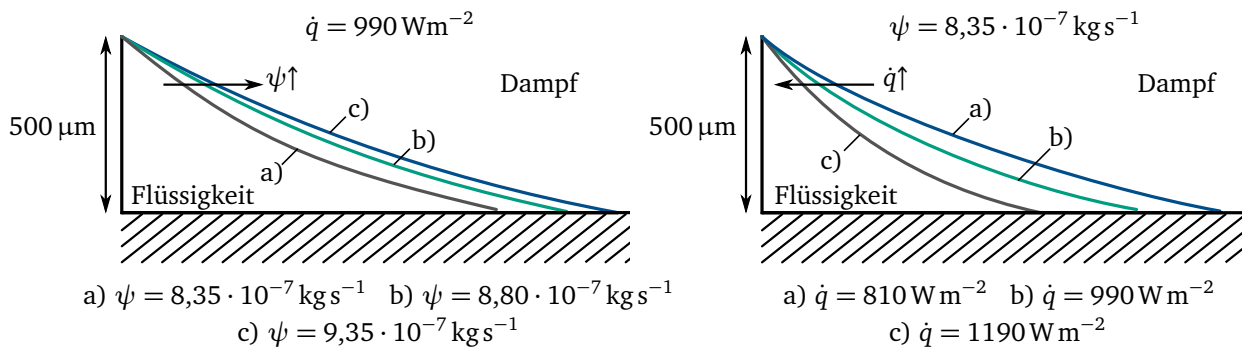


Abbildung 2.9: Verlauf der Phasengrenze bei Variation der Verdampfungsrate ψ (links) und der zugeführten Wärmestromdichte \dot{q} (rechts) nach Dhavaleswarapu et al. [24], Originalbilder siehe Anhang A.2

zur Änderung der Krümmung des Flüssigkeitsmeniskus führt, die sich wiederum makroskopisch in der Zunahme des Kontaktwinkels äußert.

Neben dem beschriebenen Temperaturminimum im Bereich des verdampfenden dünnen Flüssigkeitsfilms weisen die Ergebnisse der aufgeführten Studien [23, 24, 41, 45, 77] eine deutliche Zunahme der Wandtemperatur im Bereich des adsorbierten Filmes auf, welche den Wert der Wandtemperatur im Bereich I deutlich übersteigt. Ibrahim et al. geben hierfür Werte zwischen 1,4 K und 70 K an, wobei diese von dem zugeführten Wärmestrom sowie der Position des Meniskus im Kapillarspalt abhängen. Wie in Höhmann [41] und Ibrahim et al. [45] beschrieben, ist diese Temperaturzunahme oberhalb der Mikrozone ein indirekter Nachweis für die Existenz des adsorbierten dünnen Flüssigkeitsfilmes, in welchem keine Verdampfung stattfindet. Mit ihrer experimentellen Arbeit bestätigen Kobayashi et al. [54] die Existenz dieses adsorbierten Filmes durch die Bestimmung dessen Dicke. In Abbildung 2.10 sind die von den Autoren gemessenen Verläufe eines Ethanolfilms bei unterschiedlichen Wärmeströmen auf einer Kupferplatte aufgetragen. Die Verläufe weisen eine abnehmende Filmdicke mit Zunahme des Wärmestroms auf, was in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Ojha et al. [84] ist. Die von Kobayashi et al. angegebenen Werte der Filmdicke des adsorbierten Filmes liegen ebenfalls in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen (experimentell und theoretisch) von Truong und Wayner [113], die im isothermen Zustand die Dicke des nicht verdampfenden Filmes von Hexan (25 nm) und Oktan (19,5 nm) auf Silizium bestimmen. Ojha et al. [84] ergänzen die Aussage von Truong und Wayner um den Fall des verdampfenden Meniskus, bei dem eine Abnahme der Dicke des adsorbierten Films verglichen zum Wert im isothermen Zustand gemessen werden kann. Weiter weisen die Ergebnisse eine Zunahme der Filmdicke bei Erhöhung der Oberflächenrauheit auf. Neben der experimentellen Bestimmung der Filmdicke mittels Ellipsometrie und Interferometrie entwickelten Truong und Wayner ein analytisches Modell zur Berechnung der Dicke sowie des Verlaufes des adsorbierten Films, wonach die Filmdicke aus einem Gleichgewicht aus entgegengesetzt wirkenden Kräften an den volatilen Molekülen der Phasengrenze Flüssigkeit-Dampf resultiert. Abstoßende Kräfte, welche mit zunehmender Wandüberhitzung steigen, begünstigen dabei die Verdampfung. Dem entgegengesetzt wirken anziehende Van-der-Waals Kräfte, die

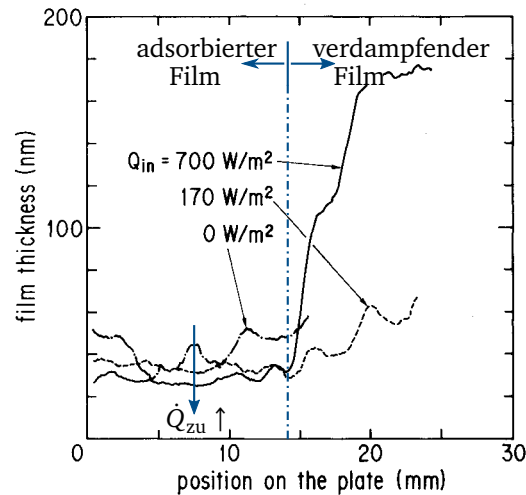


Abbildung 2.10: Dicke des adsorbierten Films von Ethanol nach Kobayashi et al. [54]

mit abnehmender Filmdicke ansteigen. Eine detaillierte Beschreibung dieser Kräftebilanz kann der Arbeit von Truong und Wayner [113] entnommen werden.

Zusätzlich zu den im Vorangegangenen aufgeführten experimentellen Arbeiten hinsichtlich des Wärmeübergangs im wandnahen Bereich eines verdampfenden Flüssigkeitsmeniskus gibt es zahlreiche Forschergruppen, die sich mit der theoretischen Beschreibung der Wärme- und Flüssigkeitstransportvorgänge in Wandnähe beschäftigen. Einen ausführlichen Überblick über eine Vielzahl bisher veröffentlichter Modelle verschiedener Autoren geben Wang et al. [123] und Wee [125] in ihren Arbeiten. Der Detaillierungsgrad reicht von der Parallel- und Reihenschaltung bekannter Wärmewiderstände [52, 89] bis hin zu der numerischen Betrachtung ganzer Flüssigkeitskanäle mittels Finite-Elemente-Methode [7, 108] oder Finite-Volumen-Methode [5, 56] mit einer minimalen Gitterauflösung von wenigen hundertstel Mikrometern. Zur Beschreibung des Wärmeübergangs innerhalb eines rechteckigen Flüssigkeitskanals stellen beispielsweise Kim et al. [52] ein einfaches Modell auf, beruhend auf der Parallelschaltung von zwei gemittelten Wärmewiderständen. Dabei beschreibt der eine Pfad den Wärmedurchgang innerhalb der Wand und den Bereich des dünnen Flüssigkeitsfilms und der andere berücksichtigt den Wärmedurchgang durch das makroskopische Gebiet des Kältemittels. Für den Wärmeübergangskoeffizient der Mikrozone α_{Mik} verwenden die Autoren den in der Arbeit von Chi [15] beschriebenen Ansatz, wonach α_{Mik} dem Quotient aus der Wärmeleitfähigkeit der Flüssigkeit und dem 0,185-fachen der Breite des Stegs zwischen den Flüssigkeitskanälen entspricht. Die Ergebnisse des Wärmewiderstandsmodells sind in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Daten, wobei die maximale Abweichung 16,2% beträgt. Auf Basis dieses Modells führen die Autoren Kim et al. eine Optimierung der Kanalbreite durch, mit dem Resultat, dass eine schmale und tiefe Rille das größte Wärmetransportvermögen besitzt.

Aufbauend auf der Arbeit von Potash und Wayner [88] entwickelt Stephan [110, 108] ein zweidimensionales Modell, welches den radialen Wärmedurchgang bei der Verdampfung aus trapezförmigen Kapillarrillen beschreibt. Das Gesamtmodell beinhaltet die iterative Kopplung eines zweidimensionalen

makroskopischen Modells, welches die Wärmeleitung in der Wand und der Flüssigkeit beschreibt, mit einem analytischen Modell der Mikrozone. Dieses Mikrozonenmodell sowie die iterative Kopplung bilden die Grundlage der in Kapitel 4 vorgestellten numerischen Betrachtung des Wärmetransportes der im Rahmen dieser Arbeit experimentell untersuchten Verdampferoberflächen. Vergleichbar zu dem Modell von Stephan entwickelte die Gruppe um Garimella [89, 90, 123] ein theoretisches Modell zur Beschreibung des Wärme- und Stoffüberganges eines verdampfenden Flüssigkeitsmeniskus innerhalb eines Mikrokanals. Wie bei Potash und Wayner wird in dem Modell von Garimella der Meniskus in die drei zuvor erläuterten Bereiche (\rightarrow Abb. 2.7) unterteilt. Dabei ist die Temperatur der Phasengrenze ungleich der Sättigungstemperatur im Fernfeld und steigt stetig vom makroskopischen Meniskus in Richtung Wand an, sodass im Bereich des adsorbierten Filmes die Phasengrenztemperatur gleich der Wandtemperatur ist. Im folgenden Abschnitt sind lediglich die wichtigsten auf Basis dieses Modells erzielten Ergebnisse aufgeführt. Den im Bereich der Mikrozone übertragenen Wärmestrom beziffern die Autoren zu mehr als 50 % des zugeführten Wärmestroms [90]. Weiter beschreiben die Autoren, dass eine Variation der Kanalbreite lediglich den Wärmeübergang innerhalb des makroskopischen Meniskus beeinflusst, bei gleichbleibendem Wärmeübergang im wandnahen Bereich. Bei Steigerung der Wandüberhitzung wurde neben der zunehmenden Verdampfungsrate die Erhöhung des makroskopischen Kontaktwinkels festgestellt. Der Anstieg des Kontaktwinkels ist dabei gleichbedeutend mit einer Abnahme der Krümmung der Phasengrenze beziehungsweise dem Anstieg der Dicke des Flüssigkeitsfilms im wandnahen Bereich. Wang et al. [123] begründen die Zunahme des makroskopischen Kontaktwinkels durch die Notwendigkeit der Abnahme des lokalen Flüssigkeitsdrucks zur Steigerung der Flüssigkeitsströmung, was durch die gestiegene Verdampfungsrate bedingt ist. Dieser Zusammenhang ist konsistent zu den theoretischen Ergebnissen von Hallinan et al. [38], Park et al. [86] und Wee [125] sowie zu den zuvor erläuterten experimentellen Beobachtungen von Dhavaleswarapu et al. [24] und Migliaccio et al. [77] (\rightarrow Abb. 2.9). Der Vergleich der numerisch bestimmten Wärmeströme im Bereich des makroskopischen Meniskus mit den Werten der Mikrozone verdeutlicht die Abnahme des prozentualen Anteils des in der Mikrozone übertragenen Wärmestroms mit zunehmender Wandüberhitzung. In dem von Wang et al. [123] untersuchten Beispiel eines Oktan-Meniskus mit einem makroskopischen Krümmungsradius der Phasengrenze von $2,5 \mu\text{m}$ beträgt der Anteil des übertragenen Wärmestromes der Mikrozone bei einer Wandüberhitzung von $0,01 \text{ K}$ 69 % und verringert sich auf 9 % bei $\Delta T_W = 20 \text{ K}$.

Ranjan und Kollegen [89, 90, 91] untersuchen mit ihrem numerischen Modell den globalen Einfluss des Kontaktwinkels auf den Wärmeübergang. Die von den Autoren bestimmte Abnahme der Wärmestromdichte bei Erhöhung des Kontaktwinkels von 5° auf 90° beträgt ungefähr 50 %, unabhängig von der den Berechnungen zugrunde liegenden Wandüberhitzung. Weiter stellen sie fest, dass der über die gesamte Fläche gemittelte Wärmeübergangskoeffizient von der Änderung des Kontaktwinkels nahezu unabhängig ist und die übertragene Wärmestromdichte mit steigender Wandüberhitzung zunimmt. Aus den aufgeführten Zusammenhängen führen daher Ranjan et al. die Zunahme der Wärmestromdichte bei abnehmendem Kontaktwinkel auf die Vergrößerung der Phasengrenzfläche zurück. Ein weiterer Aspekt ihrer Untersuchungen ist die Bestimmung des Einflusses der Marangoni-Konvektion auf den globalen

Wärmeübergang. Als Marangoni-Konvektion wird eine Strömung bezeichnet, die aus dem Gradienten der Oberflächenspannung resultiert. So strömt Flüssigkeit vom Ort niedriger Oberflächenspannung zum Ort höherer Oberflächenspannung, induziert durch einen Konzentrations- oder Temperaturgradienten entlang der Phasengrenze. Aus einer Vielzahl von Arbeiten ist bekannt, dass die Marangoni-Konvektion zu einer Verbesserung des Wärmeübergangs führt. Dieser Effekt ist dabei stark durch den Temperaturgradienten entlang der Phasengrenze, die thermophysikalischen Eigenschaften des Fluids sowie die Form der Kapillaren beeinflusst [2, 23, 90]. Aufgrund des sich ausbildenden Konvektionswirbels strömt die an der Wand erwärmte Flüssigkeit in Richtung der kälteren Phasengrenze, was zur Erhöhung des Temperaturgradienten zwischen Dampf und Flüssigkeit und so zu einer Verbesserung des Wärmeübergangs führt [2]. Khrustalev und Fahri [51] entwickeln in ihrer Arbeit ein analytisches Modell zur Beschreibung der Verdampfung aus einem Flüssigkeitsmeniskus innerhalb eines Kapillarspaltes. Demnach ist eine Steigerung des Wärmeübergangskoeffizienten um bis zu 30 % durch thermokapillare Fluidströmung möglich, wobei dieser Wert für Temperaturgradienten entlang der Phasengrenze von $\leq 5 \text{ K}$ lediglich 3 % beträgt. Ranjan et al. [90] beziffern die Steigerung des Wärmeübergangskoeffizienten auf 11 % bei einer Temperaturdifferenz von 20 K. Zudem belegen ihre Ergebnisse, in Übereinstimmung mit den Aussagen von Potash und Wayner [88], dass der Einfluss der Marangoni-Konvektion auf den Wärmeübergang für Gradienten $\leq 5 \text{ K}$ mit $\leq 1 \%$ vernachlässigbar ist.

2.2.2 Wärmetransport in porösen Strukturen

Im folgenden Unterkapitel wird der Wärme- und Stofftransport bei der Verdampfung aus porösen Schichten und Strukturen näher erläutert. Der Begriff *porös* beschreibt im Kontext dieser Arbeit geometrisch undefinierte Strukturen, bei denen Größe, Lage und Form der Phasengrenzfläche sowie deren Kontaktlinienlänge im Unterschied zu den zuvor betrachteten aus Kanälen bestehenden Kapillarstrukturen unbekannt ist. Poröse Schichten werden im Allgemeinen nochmals unterteilt in geschlossen-poröse und offen-poröse Strukturen, wobei die Poren offen-poröser Strukturen miteinander in Verbindung stehen und aus diesem Grund nur dieser Strukturtyp für den Einsatz zum Flüssigkeitstransport zweckmäßig ist. Die auf dem Gebiet der Wärmerohre derzeit am häufigsten eingesetzten porösen Strukturtypen sind die in Abbildung 2.11 dargestellten metallischen Sinterstrukturen, deren Aufbau auf Pulver oder Netzen basiert. Daneben gibt es eine Vielzahl weiterer poröser Strukturen, welche zum Zeitpunkt dieser Arbeit jedoch nur eine untergeordnete technische Relevanz besitzen und daher unberücksichtigt bleiben. Aufgrund der verwendeten Werkstoffe poröser Strukturen sowie der eingesetzten Kältemittel wird im Folgenden davon ausgegangen, dass der Kontaktwinkel kleiner 90° und die Wärmeleitfähigkeit des Festkörpers der porösen Schicht größer als die der Flüssigkeit ist.

Hanlon und Ma [39] untersuchen in ihrer Arbeit den Wärmeübergang aus porösen Sinterstrukturen sowohl experimentell wie auch theoretisch, wobei Porengröße und Schichtdicke variiert werden. Die numerischen Ergebnisse belegen die Existenz einer idealen Strukturdicke bei gegebener Partikelgröße

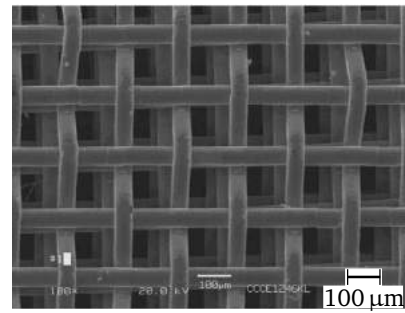
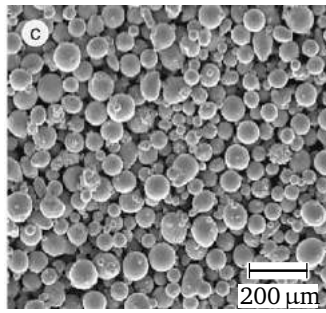


Abbildung 2.11: REM-Aufnahme einer Pulverstruktur [83] und einer Netzstruktur [63]

beziehungsweise einer idealen Größe der Partikel für eine festgelegte Dicke der porösen Schicht. Dieses optimale Verhältnis aus Partikelgröße, der damit verbundenen Porosität und der Schichtdicke wird von zahlreichen Autoren beschrieben [1, 16, 39, 42, 62, 63, 126] und stellt einen zentralen Punkt der jeweiligen experimentellen und numerischen Untersuchungen dar. Eine Reduzierung der Partikelgröße führt zum Anstieg des Kapillardrucks aufgrund der zunehmend gekrümmten Phasengrenze [\rightarrow Gl. (2.1)] sowie zur Abnahme des Wärmewiderstands durch die verbesserte Wärmeleitfähigkeit der porösen Schicht. Der Anstieg des Kapillardrucks ermöglicht die homogene Flüssigkeitsversorgung über den gesamten Bereich der Struktur auch bei hohen Wärmestromdichten, während die Zunahme der Wärmeleitfähigkeit gleichbedeutend mit der Steigerung des Wärmeübergangskoeffizienten ist. Im Widerspruch zu den beschriebenen Verbesserungen des Wärme- und Stofftransportes bei Abnahme der Partikelgröße steht die sich mit abnehmender Korngröße reduzierende Permeabilität der porösen Struktur. Diese Abnahme äußert sich im Anstieg des Strömungsdruckverlustes innerhalb der auf der Kapillardruckdifferenz beruhenden Flüssigkeitsversorgung. Übersteigt die Summe der Druckverluste den maximalen Kapillardruck, so führt dies zur Austrocknung entfernter Bereiche des Verdampfers und damit zu einer Verminderung des Wärmeübergangs. Ziel der experimentellen Arbeit von Chien und Chang [16] ist die Bestimmung des zuvor beschriebenen optimalen Verhältnisses von Schichtdicke zu Partikelgröße. Zu diesem Zweck untersuchen die Autoren Pulverstrukturen unterschiedlicher Korngrößen (50 – 500 μm) und Schichtdicken (0,5 und 1,0 mm) und beziffern auf Grundlage ihrer Ergebnisse deren optimales Verhältnis zueinander auf 3,85.

Für den Wärmeübergang bei der Verdampfung aus porösen Strukturen werden im Folgenden beispielhaft die Ergebnisse der experimentellen Arbeit von Li et al. [62, 63] vorgestellt, wobei die auf Basis der Ergebnisse getroffenen Aussagen mit denen zahlreicher anderer Studien [1, 9, 16, 39, 126] übereinstimmen. Im Rahmen der Versuchsreihen variieren die Autoren die Schichtdicke t , Porosität ϕ und Porengröße ϕ_p der untersuchten Strukturen sowie deren Anbindung an die beheizte Wand. Die Porosität ist definiert als das Verhältnis des Hohlraumvolumens zum Gesamtvolumen. Als poröse Strukturen verwenden Li et al. gesinterte, isotrop angeordnete Kupfernetze mit einer Dicke von 0,21 mm bis 0,82 mm in Kombination mit dem Kältemittel Wasser bei Umgebungsdruck. Die Ergebnisse der Untersuchung zur Anbindung der porösen Struktur zeigen, dass diese einen signifikanten Einfluss auf den Wärmeübergang hat, wobei die direkt auf den Heizer aufgesinterte Struktur die höchsten Wärmeübergangskoeffizienten aufweist. In

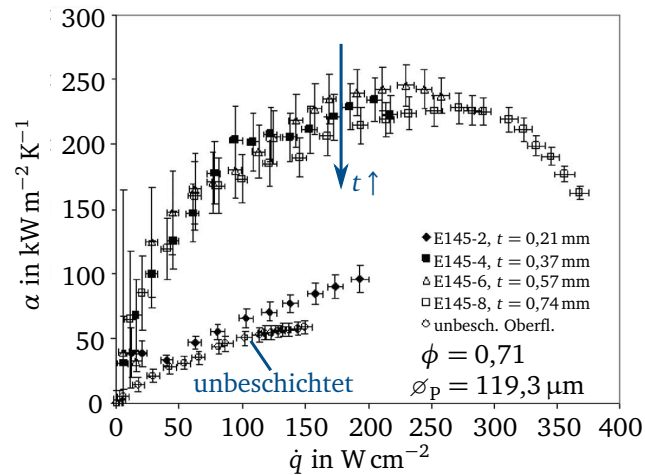


Abbildung 2.12: Wärmeübergangskoeffizient in Abhängigkeit von der Schichtdicke t nach Li et al. [63]

Abbildung 2.12 sind die von Li et al. bestimmten Verläufe der Wärmeübergangskoeffizienten unterschiedlich dicker Strukturen über der zugeführten Wärmestromdichte aufgetragen. Die Ergebnisse weisen einen Anstieg des Wärmeübergangskoeffizienten mit zunehmender Wärmestromdichte auf, wobei dieser für die Proben E145-4, -6 und -8 nach Durchlaufen eines Maximums bis zum Erreichen der kritischen Wärmestromdichte abnimmt (\rightarrow Kap. 2.1). Diese Abnahme führen die Autoren auf die zunehmende lokale Austrocknung der Struktur zurück, was Brautsch und Kew [9] im Zuge ihrer Untersuchungen mit Netzstrukturen ebenfalls beobachten konnten. Als Ursache für das Auftreten lokaler Austrocknung nennen die verschiedenen Autoren die Blockade der Poren aufgrund sich bildender Dampfblasen innerhalb der Struktur sowie eines zu geringen Kapillardrucks der porösen Struktur. Den geringen Wärmeübergangskoeffizienten sowie die abweichende Charakteristik der Probe E145-2 begründen Li et al. mit der Teilbenetzung der Struktur über den gesamten Bereich der Wärmestromdichte, weshalb diese Ergebnisse unberücksichtigt bleiben. Des Weiteren wird anhand der abgebildeten Verläufe deutlich, dass die beschichteten Oberflächen im Vergleich zu der unbeschichteten Oberfläche einen höheren Wärmeübergangskoeffizienten aufweisen, welchen die Autoren für den Bereich des Blasensiedens auf die erhöhte Keimstellendichte zurückführen. Darüber hinaus lassen die dargestellten Verläufe nur eine schwache Abhängigkeit des Wärmeübergangskoeffizienten von der Schichtdicke erkennen, wobei anzumerken ist, dass die von Li et al. untersuchten Strukturen lediglich geringe Dicken aufweisen ($t \leq 0,74 \text{ mm}$). Hanlon und Ma [39] variieren in ihrer experimentellen Arbeit die Schichtdicke der gesinterten Pulverstruktur zwischen 1,9 mm und 5,7 mm und können eine Abnahme des Wärmeübergangskoeffizienten mit zunehmender Dicke feststellen, die sie mit dem Anstieg des Wärmewiderstandes der Struktur begründen. Li et al. schließen aus dem geringen Einfluss der Dicke, dass der Wärmeübergang maßgeblich durch die Größe der Phasengrenzfläche (Flüssigkeit-Dampf) bestimmt wird und die Gesamtgröße der Oberfläche der porösen Struktur nur eine untergeordnete Rolle spielt. Auch Agostini et al. [1] führen den verbesserten Wärmeübergang bei der Verwendung poröser Verdampferstrukturen, neben einer Erhöhung der Keimstellendichte, auf die Vergrößerung der am Wärmeübertrag beteiligten Oberfläche zurück. Weiter geht aus den Verläufen der Abbildung 2.12 hervor, dass mit Zunahme der Schichtdicke der Wert der

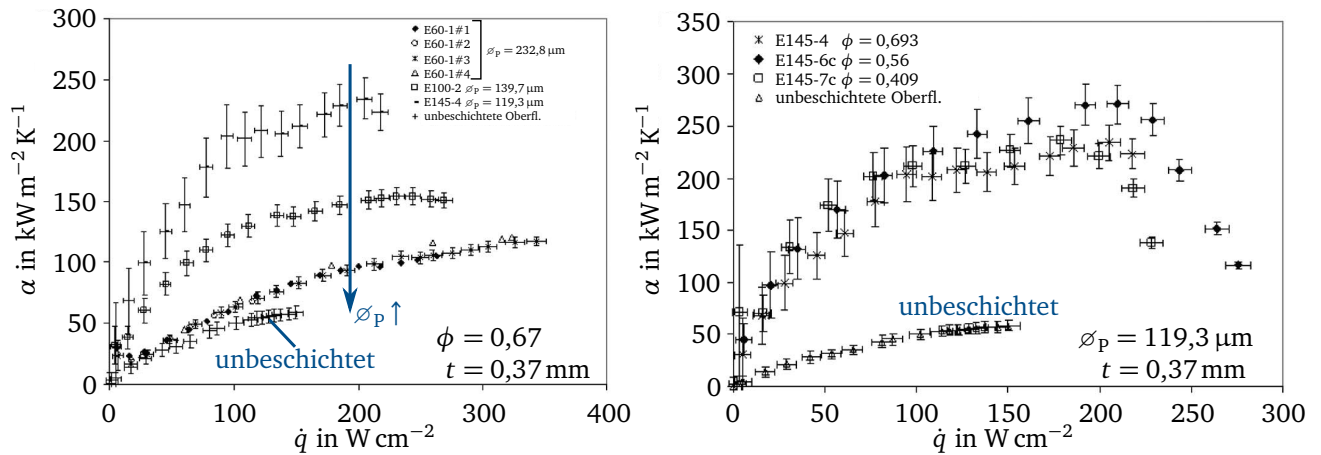


Abbildung 2.13: Wärmeübergangskoeffizient in Abhängigkeit von der Porengröße ϕ_p (links) und der ϕ Porosität (rechts) nach Li et al. [62]

kritischen Wärmestromdichte steigt, was Li et al. auf die Abnahme des Druckverlustes, bedingt durch die Zunahme des durchströmten Querschnittes der porösen Schicht, zurückführen.

Den Einfluss der Porengröße ϕ_p und der Porosität ϕ auf den Wärmeübergang veranschaulichen die in Abbildung 2.13 aufgetragenen Verläufe des Wärmeübergangskoeffizienten über der zugeführten Wärmestromdichte. Die Zunahme der Porengröße führt danach zur Abnahme des Wärmeübergangskoeffizienten bei steigender maximal übertragbarer Wärmestromdichte. Li et al. begründen die Verbesserung des Wärmeübergangs bei abnehmender Porengröße und konstanter Porosität mit der zunehmenden Größe der Phasengrenzfläche. Die im rechten Graph dargestellten Verläufe des Wärmeübergangskoeffizienten für Strukturen konstanter Porengröße und Schichtdicke zeigen keine eindeutige Abhängigkeit von der Porosität. Vielmehr ist dieses Ergebnis ein weiterer Beleg für die Existenz eines optimalen Verhältnisses aus Porengröße und Dicke der Struktur. Die in den Abbildungen 2.12 und 2.13 aufgeführten und zuvor diskutierten Ergebnisse von Li et al. weisen darauf hin, dass die Größe der Phasengrenzfläche der den Wärmeübergang dominierende Parameter bei der Verdampfung aus porösen Strukturen ist und die kritische Wärmestromdichte maßgeblich durch den Flüssigkeitstransport innerhalb der Kapillarstruktur bestimmt wird.

Die im vorangegangenen Abschnitt diskutierten experimentellen Arbeiten hinsichtlich des Wärmeübergangs aus porösen Strukturen wurden alle mit dem Kältemittel Wasser bei Umgebungsdruck durchgeführt. Dabei beobachteten alle Autoren das Einsetzen von Blasensieden bereits bei geringer Wandüberhitzung, welches einen signifikanten und schwer zu quantifizierenden Einfluss auf die Charakteristik des Wärmeübergangs hat (\rightarrow Verblocken der Poren). Weibel et al. [126] beziffern in ihrer Arbeit die notwendige Wandüberhitzung zum Einsetzen des Blasensiedens für die von ihm untersuchten gesinterten Partikelstrukturen auf 5 K. Daher sind Aussagen hinsichtlich des Einflusses der Wärmestromdichte für den Bereich des stillen Siedens (\rightarrow Abb. 2.1 Fokus der Arbeit) nicht möglich. Williams und Harris [127] leiten in ihrer Arbeit eine Gleichung der notwendigen minimalen Wandüberhitzung zum Einsetzen des Blasensiedens her. Die in Anhang A.1 beispielhaft aufgezeigte Berechnung soll verdeutlichen, dass für

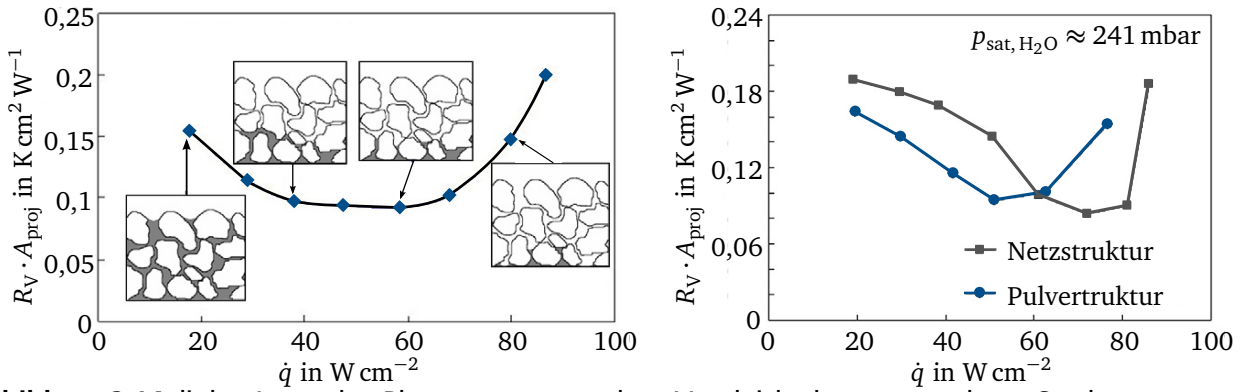


Abbildung 2.14: links: Lage der Phasengrenze; rechts: Vergleich der untersuchten Strukturtypen nach Wong et al. [130]

das Einsetzen des Blasensiedens bei 40°C ($p_{\text{sat, H}_2\text{O}} = 73,9 \text{ mbar}$) eine um den Faktor 12,4 höhere Wandüberhitzung notwendig ist als bei 100°C ($p_{\text{sat, H}_2\text{O}} = 1,01 \text{ bar}$). Dieser von Williams und Harris analytisch beschriebene Einfluss des Systemdrucks wird durch die experimentellen Ergebnisse von Sielaff [101] bestätigt, welcher die für das Blasensieden notwendige Wandüberhitzung an einer einzelnen Keimstelle experimentell untersucht. In den meisten technischen Anwendungsfällen poröser Verdampferstrukturen (\rightarrow Kap. 2.3) entspricht jedoch der Systemdruck dem Sättigungsdruck des eingesetzten Kältemittels und liegt zumeist deutlich unterhalb des Atmosphärendrucks. Als repräsentatives Beispiel für die Änderung des Verdampfer-Wärmewiderstands R_V ($\sim 1/\alpha_V$) über der zugeführten Wärmestromdichte bei reduziertem Systemdruck sind in Abbildung 2.14 die Ergebnisse von Wong et al. [130] aufgeführt, wobei kein Blasensieden für Wärmestromdichten kleiner 100 W cm^{-2} beobachtet werden konnte.

Liou et al. [64] untersuchen gesinterte Kupfernetze verschiedener Dicke und Drahtdurchmesser in Kombination mit Wasser hinsichtlich ihrer Wärmeübergangseigenschaften. Wie in Abbildung 2.14 schematisch skizziert beobachten die Autoren, dass sich mit zunehmender Wärmestromdichte die Phasengrenze von der Oberfläche in die poröse Struktur zurückzieht, was mit der Abnahme des Wärmewiderstandes einhergeht. Liegt lediglich in der untersten Schicht des Kupfernetzes ein dünner Flüssigkeitsfilm vor, so ist der Wärmewiderstand am geringsten. Die weitere Erhöhung der Wärmestromdichte führt zum partiellen Austrocknen der Struktur und damit verbunden zu einem Anstieg des Wärmewiderstandes, ohne das Blasensieden für eine Wandüberhitzung kleiner acht Kelvin beobachtet werden kann. Weiter belegen die Ergebnisse, dass Netzstrukturen geringerer Permeabilität einen niedrigeren Wärmewiderstand aufweisen und lokales Austrocknen bereits bei geringeren Wärmestromdichten einsetzt. Wong et al. [130] führen vergleichbare Experimente durch, in denen sie Pulver- anstatt Netzstrukturen untersuchen. Wie Liou et al. können auch Wong et al. kein Einsetzen des Blasensiedens für eine Wandüberhitzung kleiner $13,7 \text{ K}$ beobachten. Im rechten Graph der Abbildung 2.14 sind die Verläufe des von den Autoren bestimmten Wärmewiderstandes einer Netzstruktur und einer Partikelstruktur vergleichbarer Dicke abgebildet. Wie zuvor für die Netzstruktur beschrieben, nimmt auch bei Pulverstrukturen der Wert des Wärmewiderstandes mit Zunahme des Wärmestroms ab bis partielles Austrocknen einsetzt. Das Erreichen einer höheren kritischen Wärmestromdichte der Netzstruktur führen die Autoren auf die höhere

Permeabilität der untersuchten Probe zurück. Weiter beschreiben Wong et al. in ihrer Arbeit, dass Strukturen geringerer Partikelgröße einen über den gesamten Bereich der untersuchten Wärmestromdichte niedrigeren Wärmewiderstand aufweisen. Die von den Autoren getroffenen Aussagen hinsichtlich des Einflusses der Permeabilität sowie der Partikelgröße stehen in Übereinstimmung mit den zuvor erläuterten Ergebnissen bei Atmosphärendruck. Des Weiteren steigt auch bei reduziertem Systemdruck der Wärmeübergangskoeffizient zunächst an und nimmt bei weiterer Erhöhung der Wärmestromdichte wieder ab. Die Ergebnisse von Hong et al. [42] bestätigen darüber hinaus die von Hanlon et al. [39] und Weibel et al. [126] getroffenen Aussagen hinsichtlich der Existenz eines optimalen Verhältnisses aus Partikelgröße und Schichtdicke.

2.3 Anwendungsfälle strukturierter Verdampferoberflächen

„My invention relates to the art of transferring heat and particularly to a method of an apparatus for transferring heat from one point to another. In the art of transferring heat from one point to another, it is common practice to use a closed system partially filled with a volatile liquid wherein heat is absorbed at one point by the evaporation of the volatile liquid and wherein heat is dissipated or given off at another point by condensation of the vapour to a liquid.“ R.S. Gaugler, 1944 [33]

Das derzeit größte Anwendungsfeld von strukturierten Verdampferoberflächen liegt auf dem Gebiet der Wärmerohre, wobei das Prinzip des Wärmerohres (engl. *heat pipe*) auf das Patent von R.S. Gaugler aus dem Jahre 1944 zurück geht. Als G. M. Grover [35, 36] dieses Patent im Jahre 1963 aufgriff, markierte er damit den Beginn der technischen Anwendung von Wärmerohren und, damit verbunden, ihre bis heute andauernde Weiterentwicklung. Wärmerohre sind geschlossene, zweiphasige Reinstoffsysteme, welche zumeist einen kreisrunden oder ovalen Rohrquerschnitt besitzen. Auf der Innenseite der Rohrwand befindet sich eine Kapillarstruktur und darüber der Dampfraum (→ Abb. 2.15). Wird auf einer Seite des Wärmerohrs ein Wärmestrom zugeführt, so verdampft das Kältemittel in diesem Bereich und nimmt dabei die zugeführte Wärmeenergie in Form latenter Wärme auf. Durch die Verdampfung steigt der Druck der Dampfphase lokal an, sodass der Dampf durch die adiabate Transportzone in Richtung des kälteren Kondensators strömt, wo er unter Abgabe der zuvor aufgenommenen latenten Wärme kondensiert. Der Rücktransport des Kondensats erfolgt in einer Kapillarstruktur aufgrund der Kapillardruckdifferenz zwischen Verdampfer und Kondensator und kann somit unabhängig von der Schwerkraft sein. Durch kontinuierliche Wärmezufuhr im Bereich des Verdampfers und Wärmeabfuhr im Kondensator ist es mittels Wärmerohren möglich, hohe Wärmeströme bei moderaten axialen Temperaturdifferenzen und ohne die Zufuhr zusätzlicher externer Energie zu übertragen. Befindet sich zwischen Verdampfer und Kondensator keine Kapillarstruktur und der Rücktransport des Kondensats beruht ausschließlich auf der Schwerkraft, so spricht man von Thermosiphons. Die Leistungsfähigkeit von Wärmerohren ist maßgeblich von der verwendeten Materialpaarung (Wand-Fluid) und dem Design der Kapillarstruktur bestimmt. Aufgrund der Möglichkeit hohe Wärmestromdichten (bis 20 kW cm^{-2}) bei unterschiedlichsten

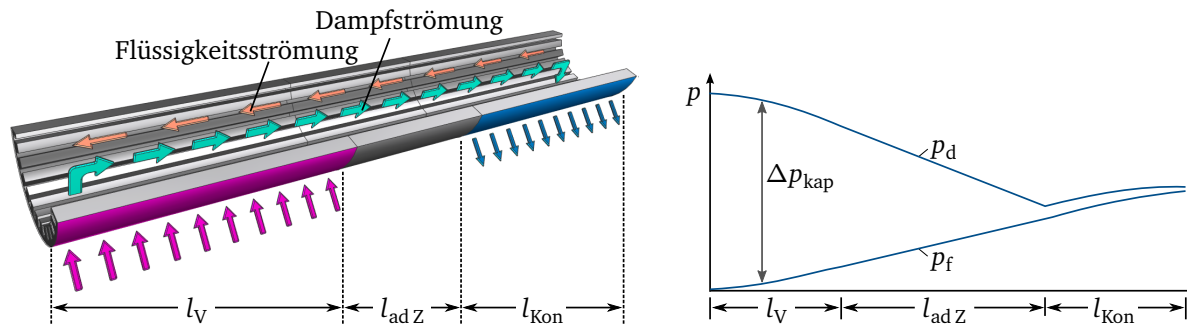


Abbildung 2.15: links: Prinzipskizze eines Wärmerohres; rechts: Druckverlauf im Wärmerohr [92]

Temperaturniveaus (4 K – 2300 K) zu übertragen, findet man Wärmerohre in zahlreichen technischen Anwendungsfeldern. Dunn und Reay unterteilen das breite Einsatzspektrum in die folgenden fünf Kategorien [92]:

- Trennung von Wärmequelle und -senke
- Temperaturglättung beziehungsweise -homogenisierung
- Wärmetransport
- Temperaturregelung
- Thermische Dioden und Schalter

In vielen technischen Anwendungsfällen der Kühlung ist es zweckmäßig Wärmequelle und -senke räumlich zu trennen. Für diese räumliche Trennung eignen sich Wärmerohre aufgrund ihrer hohen effektiven axialen Wärmeleitfähigkeit besonders gut. Ein Beispiel einer solchen räumlichen Trennung ist die CPU-Kühlung von Laptops, bei der Energie in Form von Wärme aus dem temperatursensitiven Bereich im Inneren in den äußeren Gehäusebereich transportiert und dort an die Umgebungsluft abgeführt wird. Der Einsatz von Wärmerohren zur Homogenisierung der Temperatur ist von besonderer Bedeutung in Prozessen, bei denen unerwünschte lokale Hotspots auftreten. Ein Beispiel einer solchen technischen Anwendung sind exotherme Reaktionen, bei deren Ablauf Wärmerohre für die Homogenisierung der Temperatur innerhalb der Reaktionszone genutzt werden. Weitere Beispiele für den Einsatz von Wärmerohren können dem Buch von Dunn und Reay [92, Kap. 7] entnommen werden. Neben dem beschriebenen Einsatz in Wärmerohren finden strukturierte Verdampferoberflächen bei der Sprühkühlung [103, 128] und in verfahrenstechnischen Anlagen, beispielsweise bei der Destillation, Anwendung. Die stetige Steigerung der zu übertragenden Wärmestromdichte [74, 99] sowie die allgemeine Forderung nach Effizienzsteigerung machen die Weiterentwicklung von Verdampferoberflächen notwendig.

2.3.1 Ansätze zur Steigerung des Wärmetransportes

Für die Steigerung des durch den Einsatz strukturierter Verdampferoberflächen übertragbaren Wärmestroms ist neben einer Erhöhung des Wärmeübergangskoeffizienten die Steigerung des Flüssigkeitstransportes, beruhend auf der Kapillardruckdifferenz, innerhalb der Struktur notwendig. Findet eine Optimierung lediglich hinsichtlich der Maximierung des Wärmeübergangskoeffizienten statt, kann dies zur lokalen Austrocknung und der damit verbundenen Ausbildung unerwünschter lokaler Hotspots führen. Aus diesem Grund werden in diesem Kapitel neben den Ansätzen zur Steigerung des Wärmeübergangs ebenfalls Maßnahmen zur Steigerung des Stofftransportes innerhalb der Kapillarstruktur behandelt. Abschließend wird auf das von Brandt entwickelte Konzept der Hochleistungskapillarstruktur eingegangen, was einer Kombination der beiden zuvor aufgeführten Verbesserungsansätze entspricht und die Grundlage der vorliegenden Arbeit bildet.

Steigerung des Wärmeübergangs

Der bei der Verdampfung konvektiv übertragene Wärmestrom lässt sich zusammenfassen als das Produkt aus Wärmeübergangs- bzw. Wärmedurchgangskoeffizienten, der am Wärmeübergang beteiligten Fläche und der Temperaturdifferenz zwischen Wand und Kältemittel. Zur Steigerung des übertragenen Wärmestroms unter Annahme gleichbleibender Wandüberhitzung muss folglich das Produkt aus Wärmeübergangs- bzw. Wärmedurchgangskoeffizienten und Fläche ansteigen. Die Methoden zur Steigerung des Wärmetransportes lassen sich in *passive* und *aktive* Techniken unterteilen. Der Begriff *aktiv* impliziert die Zufuhr externer Energie, beispielsweise in Form elektrischen Stroms. Eine bereits eingesetzte aktive Technik zur Steigerung des Wärmeübergangs ist die Sprühkühlung [103, 128]. Dem gegenüber stehen Techniken, die bisher erst Gegenstand der Forschung sind, wie etwa die Beeinflussung der Benetzungseigenschaften durch Anlegen eines elektrischen Feldes [6]. Da der Fokus dieser Arbeit auf den *passiven* Ansätzen zur Steigerung des Wärmeübergangs liegt, sei für detaillierte Informationen bezüglich *aktiver* Methoden auf die Ausführung von Webb und Kim [124] sowie den Literaturüberblick von L. Léal et al. [60] verwiesen.

Passive Techniken zur Steigerung des Wärmeübergangs sind einerseits die Vergrößerung der an der Wärmeübertragung beteiligten Fläche und / oder die Erhöhung des Wärmeübergangskoeffizienten durch Veränderung der Flüssigkeits- und / oder Wandeigenschaften sowie die Änderung der Siedeform andererseits (→ Abb. 2.1). Webb und Kim unterteilen in ihrem Buch [124] die passiven Techniken in acht Untergruppen, wobei im Folgenden lediglich die im Kontext dieser Arbeit relevanten Ansätze kurz erläutert werden. Der einfachste und derzeit am häufigsten gewählte Ansatz zur Verbesserung des Wärmeübergangs ist die **Vergrößerung der Oberfläche**. Möglichkeiten der Oberflächenvergrößerung sind beispielsweise der von Wu et al. [131] untersuchte Einsatz von Mikro-Rippen, die von Schubert et al. [98]

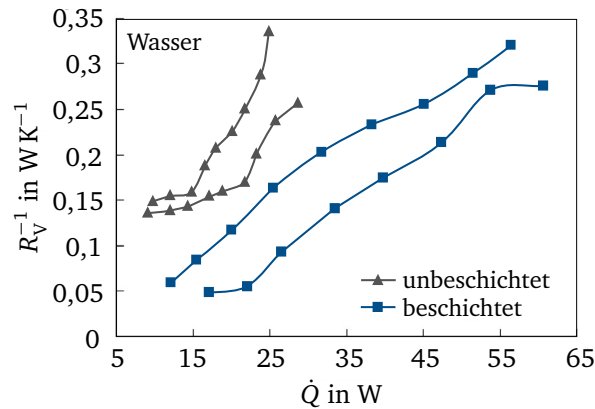


Abbildung 2.16: Kehrwert des Wärmewiderstandes von Kanalstrukturen mit und ohne poröse Beschichtung nach Wong und Chen [129]

untersuchte Mikrostrukturierung der Oberfläche oder deren Erweiterung durch zusätzliche Kanäle. Insbesondere eine Vergrößerung hinsichtlich der Verlängerung der 3-Phasen Kontaktlinie beziehungsweise des Bereiches dünner Flüssigkeitsfilme ist, wie Brandt [109] zeigt, anzustreben. Der Einsatz **beschichteter Oberflächen** resultiert zwar nur in einer geringen Erhöhung der am Wärmeübergang beteiligten Oberfläche, jedoch erhöhen insbesondere poröse Oberflächen den Bereich des dünnen Flüssigkeitsfilmes [42, 130], was im Falle des stillen Siedens zu einer signifikanten Steigerung des Wärmeüberganges führt (→ Kap. 2.2.2). In Abbildung 2.16 sind die von Wong und Chen [129] experimentell bestimmten Verläufe des Wärmewiderstandes über dem zugeführten Wärmestrom für Verdampfer (U-förmige Kanäle → Abb. 2.2) mit poröser und ohne poröse Beschichtung der Kanaloberfläche aufgetragen. Die Verläufe der beschichteten Proben besitzen einen deutlich verminderten Wärmewiderstand über den gesamten Bereich des zugeführten Wärmestromes und weisen eine Verdoppelung des maximalen Wärmestromes auf.

Ein weiterer Ansatz zur Steigerung des Wärmeübergangs ist der Einsatz von **Nanofluiden**⁹, wobei die meisten Autoren die Zunahme des übertragenen Wärmestroms auf die verbesserte Wärmeleitfähigkeit der Nanofluide zurückführen. Der in der Literatur beschriebene Anstieg der Wärmeleitfähigkeit durch die Zugabe von Nanopartikeln reicht dabei von wenigen Prozenten bis hin zur Verdoppelung des Wertes. Eine Übersicht über zahlreiche experimentell bestimmte Wärmeleitfähigkeiten von Nanofluiden kann Özerinç et al. [85] entnommen werden. Zur Begründung dieser teils massiven Verbesserung wurden diverse Hypothesen aufgestellt, die sich deutlich von dem Modell von Maxwell [10] unterscheiden, wonach die Wärmeleitfähigkeit von Flüssigkeiten mit Feststoffpartikeln lediglich vom volumetrischen Anteil ϕ der hinzugegebenen Partikel abhängt [→ Gl. (2.4)].

$$\frac{\lambda_{\text{Nano}}}{\lambda_f} \approx 1 + 3\phi \quad (2.4)$$

⁹ kolloidale Dispersion, mit homogen verteilten Kolloiden im Nanometer-Bereich innerhalb des Dispersionsmediums

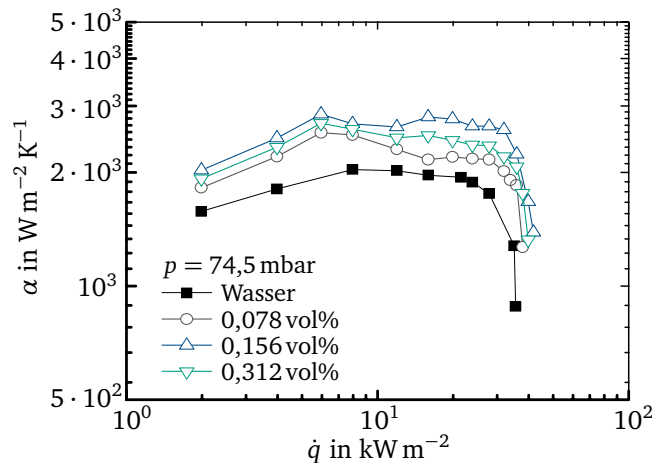


Abbildung 2.17: Wärmeübergangskoeffizienten unterschiedlich konzentrierter Nanofluidе bei deren Verdampfung aus Rechteckkanälen nach Yang et al. [134]

Im Jahre 2009 wurde daher eine Benchmark-Studie [10] angefertigt mit dem Ziel, die Wärmeleitfähigkeit von Nanofluiden vergleichbar zu messen. Die dabei bestimmte Zunahme liegt unterhalb 20 % und ist demnach in guter Übereinstimmung mit Maxwells Modell. Im Folgenden sind die Ergebnisse ausgewählter repräsentativer Studien aufgeführt, welche den Wärmeübergang bei der Verdampfung aus Kapillarstrukturen in Verbindung mit dem Einsatz von Nanofluiden untersuchen. Die diskutierten Ergebnisse der Arbeiten sind dabei unabhängig von der angenommenen Wärmeleitfähigkeit des jeweiligen Nanofluides, lediglich die Erklärungen der einzelnen Autoren zielen zum Teil auf den Einfluss der verbesserten Wärmeleitfähigkeit ab.

Yang, Liu und Kollegen [66, 67, 122, 134] untersuchen in mehreren Studien den Einfluss von Nanofluiden hinsichtlich einer Steigerung des Wärmetransportes bei der Verdampfung aus Rechteckkanälen in Wärmerohren. Als Nanofluid verwenden die Autoren in allen Studien Kupfer(II)oxid-Partikel mit einem mittleren Durchmesser von $\bar{\varnothing} = 50 \text{ nm}$ in Wasser, wobei der Volumenanteil variiert. In Abbildung 2.17 sind die im Rahmen dieser Untersuchungen experimentell bestimmten Verläufe der Wärmeübergangskoeffizienten über der Wärmestromdichte aufgetragen, wobei dessen Zunahme bei der Verwendung von Nanofluiden deutlich wird. Die charakteristische Abnahme des Wärmeübergangskoeffizienten ab ungefähr 30 kW m^{-2} begründen die Autoren mit dem Einsetzen partiellen Austrocknens des Verdampfers. Zudem nennen sie als mögliche Gründe für die Steigerung des Wärmeübergangs bei der Zugabe von Nanopartikeln, neben der Änderung der thermophysikalischen Fluideigenschaften ($\lambda \uparrow$, $\sigma \downarrow$), die bessere Durchmischung der Flüssigkeit aufgrund der Brownschen Bewegung¹⁰ der Partikel. Dieser Erklärungsansatz steht jedoch im Widerspruch zu den Ergebnissen der zuvor aufgeführten Benchmark-Studie, wonach die Zunahme der Wärmeleitung vollständig mit einem von Nan et al. [10] entwickelten Modell auf Basis des Modells von Maxwell beschrieben werden kann. Des Weiteren konnten die Autoren die Bildung einer dünnen porösen Schicht auf der Kanaloberfläche beobachten, welche aus der Ablagerung von Nanopartikeln resultiert. In Abbildung 2.18 sind die Kanaloberflächen bei der Verwendung von Wasser

¹⁰ temperaturabhängige Bewegung der Kolloide im Dispersionsmedium

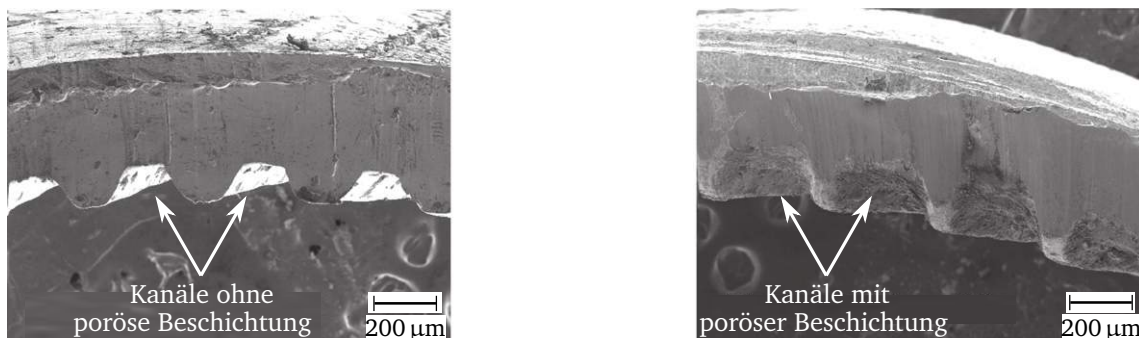


Abbildung 2.18: REM-Aufnahme der Kanaloberfläche nach 100 Betriebsstunden bei der Verwendung von Wasser (links) und Nanofluid (rechts) nach Wang et al. [122]

(links) und Nanofluid (rechts) nach ungefähr 100 Betriebsstunden (5 Monate) gegenübergestellt, was die Ausbildung einer solchen porösen Oberflächenbeschichtung bestätigt.

Diao et al. [25] untersuchen in ihrer Arbeit ebenfalls den Wärmeübergang bei der Verwendung von Nanofluiden (Al_2O_3 , $\overline{\varnothing}_{\text{Al}_2\text{O}_3} = 13 \text{ nm}$ und R141b) in Kanälen mit und ohne porös beschichteter Oberfläche. Im linken Graph der Abbildung 2.19 sind die von den Autoren bestimmten Verläufe des Wärmeübergangskoeffizienten der unbeschichteten Oberfläche für verschiedene Partikelkonzentrationen des Nanofluids aufgetragen. Wie auch bei der Verwendung von Kupfer(II)oxid Dispersionen (Yang, Liu und Kollegen → Abb. 2.17) existiert für das Nanofluid Al_2O_3 -R141b hinsichtlich der Wärmetransporteigenschaften eine optimale volumetrische Partikelkonzentration. Vergleichbar zu der im rechten Teil der Abbildung 2.18 dargestellten porösen Schicht aufgrund der Sedimentation von Kupfer(II)oxid-Partikeln beobachten Diao et al. dieses Phänomen ebenfalls bei der Verwendung von Aluminiumoxid als Kolloid. Des Weiteren stellen die Autoren fest, dass die Dicke der sich bildenden Schicht mit Zunahme der Partikelkonzentration ansteigt. Zur Bestimmung des Einflusses dieser porösen Oberflächenbeschichtung vergleichen Diao et al. die experimentellen Ergebnisse der Verdampfung von Nanofluiden aus unbeschichteten Kanälen mit dem Wärmeübergang des reinen Dispersionsmediums (R141b) in den durch Sedimentation beschichteten Kanälen. Die jeweiligen Verläufe des Wärmeübergangskoeffizienten über der zugeführten Wärmestromdichte sind im rechten Graph der Abbildung 2.19 dargestellt. Aus dem Vergleich dieses Ergebnisse schließen die Autoren, dass der gesteigerte Wärmeübergang bei der Verwendung von Nanopartikeln vorrangig auf die sich ausbildende poröse Schicht zurückzuführen ist. Zudem bestätigen ihre Ergebnisse die Existenz der bereits in Kapitel 2.2.2 beschriebenen optimalen Schichtdicke, was die Abnahme des Wärmeübergangskoeffizienten bei einer volumetrischen Partikelkonzentration von 0,1 vol% begründet. Zusammenfassend kann somit festgehalten werden, dass die Steigerung des Wärmeübergangs bei der Verwendung von Nanofluiden vorrangig auf die sich durch Sedimentation ausbildende poröse Schicht zurückzuführen ist. Aus diesem Grund wird in dieser Arbeit auf die Untersuchung von Nanofluiden verzichtet und hinsichtlich der Maximierung des Wärmedurchgangskoeffizienten eine Verdampferoberfläche mit poröser Oberfläche untersucht (→ Tab. 3.1).

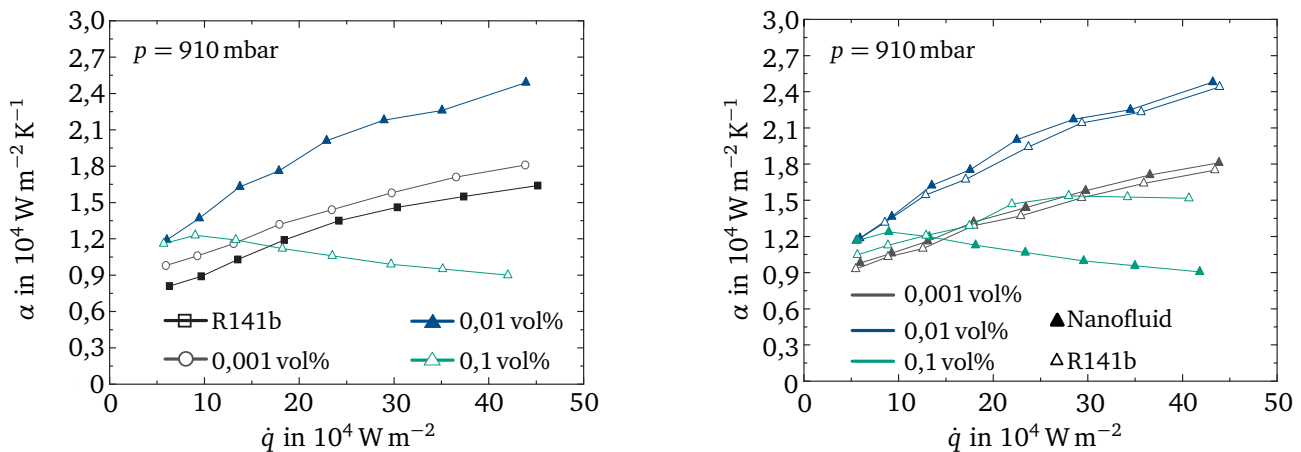


Abbildung 2.19: links: Wärmeübergangskoeffizienten der unbeschichteten Oberfläche für reines R141b und Nanofluid unterschiedlicher Partikelkonzentration; rechts: Wärmeübergangskoeffizienten der unbeschichteten Oberfläche mit Nanofluid unterschiedlicher Konzentration \blacktriangle und durch Sedimentation beschichteter Oberfläche mit reinem R141b \triangle nach Diao et al. [25]

Steigerung des Flüssigkeitstransportes

Gemäß des im Vorangegangenen erläuterten Funktionsprinzips von Wärmerohren muss die Kapillardruckdifferenz zwischen Verdampfer und Kondensator die durch Reibung an den Kanalwänden und Scherspannungen an der Phasengrenze entstehenden Druckverluste kompensieren können. Das Bestreben nach hohem Kapillardruck (\rightarrow kleine Kapillare) bei gleichzeitig geringem viskosen Druckverlust (\rightarrow großer Strömungsquerschnitt) stellen jedoch widersprüchliche Anforderungen dar. Als Lösungsmöglichkeit zur Überwindung dieses Widerspruches schlägt Schlitt [96] in seiner Arbeit Kapillarstrukturen mit variabler Kanalbreite vor. Enge Kapillaren im Bereich des Verdampfers sorgen für einen hohen Kapillardruck und stellen so die Versorgung des Verdampfers mit Flüssigkeit sicher. Breitere Kanäle im Bereich der adiabaten Zone und des Kondensators führen zu einer Reduzierung des Strömungsdruckverlustes. Schlitt [95], Kapolnek und Holmes [50] untersuchen in ihren Arbeiten Kapillarstrukturen mit veränderlichem Rillenquerschnitt hinsichtlich des Flüssigkeitstransportvermögens und beziffern die maximal erzielbare Zunahme des Transportvermögens auf bis zu 80 %. Nachteile dieser Strukturen sind jedoch die hohen Herstellungskosten, die nur mäßige Steigerung des maximal übertragbaren Wärmestroms sowie die festgelegte Zuordnung der Verdampfer- und Kondensatorzone [96]. Zur Übertragung hoher Wärmeströme schlägt Schlitt daher den Einsatz von *composite wick*-Strukturen vor, welche einen engen Hals (\rightarrow hoher Kapillardruck) sowie einen breiten Querschnitt (\rightarrow geringer Strömungsdruckverlust) besitzen und somit die scheinbar widersprüchlichen Anforderungen in sich vereinen. Beispiele solcher *composite wick*-Strukturen sind die in Abbildung 2.20 skizzierte ATAG¹¹-Struktur von Brennan et al. [93], der von Lewis [40] entwickelte *Re-Entrant* Kanal und die ähnlich zu diesem von Dubois [28] untersuchte SABCA¹²-Struktur. Nachteil dieser drei Strukturen ist, aufgrund des großen Strömungsquerschnitts und

¹¹ Advanced Trapezoidal Axially Grooved

¹² Sociétés Anonyme Belge De Constructions Aéronautiques, belgisches Luft- und Raumfahrtunternehmen

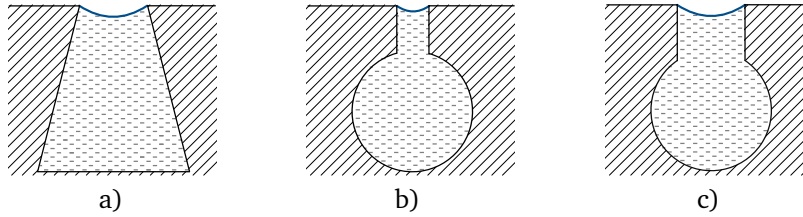


Abbildung 2.20: a) ATAG-Struktur [93], b) Lewis-Rille [40], c) SABCA-Struktur [28]

dem damit verbundenen geringen Kapillardruck, die schwer zu realisierende initiale Befüllung sowie die Wiederbenetzung nach Austrocknung. Schlitt vergleicht diese drei Strukturen hinsichtlich ihres Wärmeübergangskoeffizienten im Bereich des Verdampfers und Kondensators und stellt fest, dass der von Lewis entwickelte *Re-Entrant* Kanal die besten Wärmeübergangseigenschaften besitzt [96].

Das Konzept der Hochleistungskapillarstruktur

Brandt [7, 8, 109] entwickelt in seiner Arbeit das Konzept einer *Hochleistungskapillarstruktur* zur Übertragung großer Wärmestromdichten bei der Verdampfung aus offenen Kapillarstrukturen. Nach Brandt verfügt eine optimale Kapillarstruktur über folgende Eigenschaften:

- geringe Öffnungsbreite an der Phasengrenze Flüssigkeit-Dampf, zur Maximierung des Kapillardrucks
- großer Strömungsquerschnitt zur Minimierung des axialen Druckverlustes innerhalb der Flüssigkeitsströmung
- möglichst dichte Anordnung der Kanäle zur Maximierung der Länge der 3-Phasen Kontaktlinie

Die beiden erst genannten Eigenschaften dienen einer Verschiebung der Kapillarkraftgrenze hin zu höheren Wärmestromdichten, wohingegen die Forderung nach maximaler Länge der 3-Phasen Kontaktlinie, neben der Steigerung des übertragbaren Wärmestroms, auf die Verschiebung der Siedegrenze hin zu höheren Wärmestromdichten abzielt (→ Kap. 2.2). Zur Bestimmung der optimalen Geometrie einer Kapillare vergleicht Brandt eine Dreieckrille, einen Rechteckkanal sowie die von Lewis vorgestellte *Re-Entrant* Struktur (→ Abb. 2.20) hinsichtlich des axialen Strömungsdruckverlusts und des zu erwartenden Wärmedurchgangskoeffizienten. Alle drei Strukturtypen verfügen in diesem Vergleich über die gleich Öffnungsbreite der Kapillare und besitzen daher den gleichen Wert des maximalen Kapillardrucks. Unter der Voraussetzung einfach herzustellender Kanäle weisen Dreieckrille und Rechteckkanal bei vorgegebener Öffnungsbreite lediglich einen geringen Strömungsquerschnitt auf, wobei dieser wegen der unabhängigen Wahl von Kanaldurchmesser und Öffnungsbreite für die *Re-Entrant* Geometrie deutlich größer sein kann. Dieser Vorteil des *Re-Entrant* Kanals hinsichtlich des Flüssigkeitstransportes beinhaltet jedoch gleichzeitig einen Nachteil bei der Maximierung der 3-Phasen Kontaktlinie, da der

vergrößerte Strömungsquerschnitt einer engen Kanalanordnung Grenzen setzt. Zur Überwindung dieser Limitierung sieht das Konzept der *Hochleistungskapillarstruktur* die Kombination von strömungstechnisch idealen *Re-Entrant* Kanälen in axialer Richtung mit schmalen Rechteckkanälen orthogonal dazu vor. Die Kombination dieser beiden Strukturtypen ermöglicht die Realisierung einer einfach herstellbaren ebenen Verdampferstruktur mit Kapillaren unterschiedlicher Größe, welche den Anforderungen nach maximaler Länge der 3-Phasen Kontaktlinie und geringem axialem Strömungsdruckverlust gerecht wird.

Aufbauend auf dieser theoretischen Konzeptentwicklung untersucht Brandt experimentell verschiedene Hochleistungsstrukturen hinsichtlich ihres Wärmedurchgangskoeffizienten und vergleicht diese Ergebnisse mit denen eines numerischen Modells, wobei das Modell den Wärmedurchgang zum Teil massiv über- bzw. unterschätzt. Der experimentelle Teil seiner Arbeit beinhaltet unter anderem die Variation der Sättigungstemperatur zwischen 20 °C und 80 °C sowie die stufenweise Steigerung der Wärmestromdichte auf bis zu 28 kW m^{-2} . Wie bereits anhand der Ergebnisse in Abbildung 2.5 beschrieben, nimmt der von ihm bestimmte Wärmedurchgangskoeffizient mit steigender Sättigungstemperatur zu. So verdoppelt sich beispielsweise der Wert des Wärmedurchgangskoeffizienten bei Änderung der Sättigungstemperatur von 25 °C auf 70 °C. Diese Abhängigkeit des Wärmeübergangs von der Sättigungstemperatur führt Brandt auf die Abnahme des molekularkinetischen Wärmewiderstands an der Phasengrenze zurück, was durch die Zunahme der Dampfdichte bei steigender Sättigungstemperatur begründet ist. Weiter schreibt er, dass mit abnehmendem Wärmewiderstand an der Phasengrenze der Wärmestrom durch die Mikrozone zunimmt, während der Wärmestrom durch den Bereich des makroskopischen Flüssigkeitsmeniskus nahezu unverändert bleibt. Neben der beschriebenen Abhängigkeit des Wärmedurchgangskoeffizienten von der Sättigungstemperatur stellt Brandt für den Einfluss der zugeführten Wärmestromdichte fest, dass der (experimentelle und theoretische) Wärmedurchgangskoeffizient von der Höhe der eingebrachten Wärmestromdichte unbeeinflusst ist. Dieses Ergebnis steht jedoch im Widerspruch zu den in Kapitel 2.2 aufgeführten Arbeiten von Wong, Cheng [129] und Xia et al. [132].

Auf Grundlage der Ergebnisse des numerischen Modells eines *Re-Entrant* Kanals (ohne Berücksichtigung der Rechteckkanäle in Umfangsrichtung) beziffert Brandt den im Bereich der 3-Phasen Kontaktlinie übertragenen Wärmestrom auf bis zu 50 % des eingebrachten Wärmestroms [8]. Zur Steigerung der insgesamt übertragbaren Wärmestromdichte sieht das Konzept einer *Hochleistungskapillarstruktur* die Verlängerung der 3-Phasen Kontaktlinie bei konstanter Verdampfergröße durch Einbringung zusätzlicher Mikrokanäle vor. Aufbauend auf den Ergebnissen einer Parameterstudie des numerischen Modells ist es Brandt möglich, den theoretisch bestimmten Wärmedurchgangskoeffizienten durch Reduzierung des Abstandes zwischen den Mikrorillen um den Faktor vier zu steigern, wobei experimentell lediglich eine Steigerung um den Faktor 3,3 erzielt werden konnte. Weiter deuten die Ergebnisse darauf hin, dass bei fester Anzahl an Mikrorillen ein breiter Kanalquerschnitt bessere Wärmeübertragungseigenschaften aufweist. Hinsichtlich des Flüssigkeitstransportes stellt der Autor fest, dass die Kapillarkraftgrenze durch zusätzliche Mikrokanäle unbeeinflusst ist und somit die *Re-Entrant* Kanäle bei einer Erweiterung des Verdampfers eine ausreichende Flüssigkeitsversorgung gewährleisten.

2.4 Einfluss nichtkondensierbarer Gase in geschlossenen Verdampfer-Kondensator-Systemen

Als nichtkondensierbare Gase (NCGs) werden alle Bestandteile einer Dampfphase bezeichnet, die bei anliegendem Druck- und Temperaturniveau nicht kondensieren. Diese Gase stellen eine Verunreinigung der Reinstoffatmosphäre dar und können unterschiedlichen Ursprungs sein. Die häufigsten Ursachen für die Existenz von NCGs in geschlossenen 2-Phasen Systemen sind das Einströmen von Gasen aus der Umgebung aufgrund von Leckage, eine chemische Reaktion innerhalb des Systems, das Ausgasen gelöster Gase aus der Flüssigphase sowie die initiale Verunreinigung des Kältemittels oder der Messkammer.

Aus einer Vielzahl an Arbeiten der letzten Jahrzehnte [18, 42, 69, 71, 76, 78, 102, 121] ist bekannt, dass sich in einem geschlossenen Verdampfer-Kondensator-Kreislauf befindliche NCGs im Bereich des Kondensators akkumulieren und bereits geringe Mengen zu einer signifikanten Reduzierung des Wärmeüberganges bei der Kondensation führen. Minkowycz und Sparrow [78] schreiben beispielsweise, dass ein Massenanteil NCG von 0,5 % bereits zu einer Verminderung des Wärmeübergangskoeffizienten bei der Kondensation von 50 % und mehr führt. Die verschiedenen Forschergruppen begründen die Abnahme wie folgt: Im Fall von durchströmten Kondensatoren reichern sich die nichtkondensierbaren Gase an der Kondensatorwand an, was zur Ausbildung einer geschlossenen NCG-Schicht zwischen Dampf und Kondensatorwand führt. Diese „Sperrschicht“ entspricht einem zusätzlichen Diffusionswiderstand und bedingt die Verminderung des Kondensationsmassenstroms. In Kondensatoren von Wärmerohren oder Thermosiphons akkumulieren die NCGs hingegen am äußeren Ende, was einer Reduzierung der wirksamen Kondensatorfläche entspricht. Beiden Fällen ist gleich, dass sich der Einfluss der NCGs mit abnehmendem Systemdruck verstärkt. Ebenfalls resultiert die Anwesenheit von nichtkondensierbaren Gasen in einer Erhöhung des Systemdrucks, was nach Singh et al. [102] die Zunahme der Verdampfer-temperatur bedingt.

Beispielhaft sind in Abbildung 2.21 die Ergebnisse von Mantelli et al. [71] aufgeführt, die den Einfluss von nichtkondensierbaren Gasen (hier Argon) auf die Wärmeübertragungseigenschaften von vertikalen Thermosiphons untersuchen. Die im linken Graph aufgetragenen Verläufe des Kondensator-Wärmewiderstandes veranschaulichen die zuvor beschriebene Verminderung des Wärmeüberganges bei Zunahme der NCG-Menge sowie die Verstärkung dieses Einflusses mit abnehmender Temperatur innerhalb der adiabaten Zone T_{adZ} . Diese Temperatur dient als Bezugstemperatur zur Bestimmung der Wärmewiderstände und wird mittels in die Rohrwand eingelöteter Thermolemente gemessen. Im rechten Graph sind die Verläufe des Verdampfer-Wärmewiderstands ebenfalls über der Temperatur T_{adZ} für verschiedene NCG-Konzentrationen aufgetragen. Auch dieser Widerstand weist eine Abhängigkeit von der Menge nichtkondensierbarer Gase auf, und eine Verstärkung mit abnehmender Sättigungstemperatur ist ebenfalls erkennbar. Die Autoren gehen in ihren Untersuchungen jedoch davon aus, dass der Raum oberhalb des Verdampfers ausschließlich mit Kältemitteldampf gefüllt ist und die dargestellte Änderung des Verdampfer-Wärmewiderstands auf die indirekte Beeinflussung durch die im Kondensator

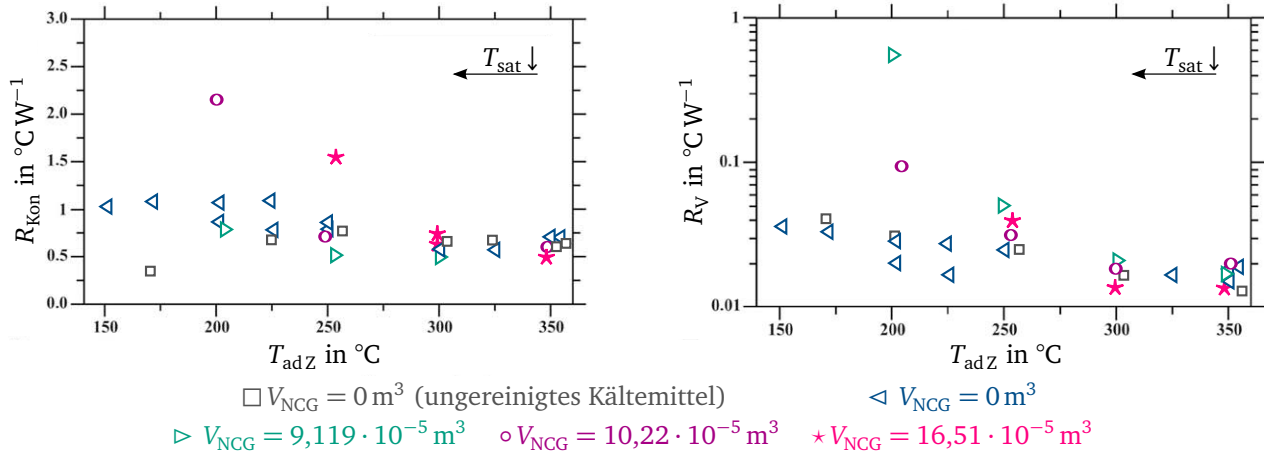


Abbildung 2.21: Wärmewiderstand des Kondensators und Verdampfers nach Mantelli et al. [71]

befindlichen NCGs zurückzuführen ist. Diese Annahme wird durch die Aussage von Hong et al. [42] bestätigt, wonach der Wärmeübergang innerhalb des Verdampfers gänzlich unabhängig von im System vorhandenen NCGs ist. Zusammenfassend kann daher festgehalten werden, dass sämtliche in der gesichteten Literatur aufgeführten Erklärungsansätze lediglich auf die beschriebene Auswirkung nicht-kondensierbarer Gase innerhalb des Kondensators abzielen. Auf eine mögliche direkte Beeinflussung des Wärmeüberganges durch NCGs innerhalb des Verdampfers wird hingegen nicht eingegangen.

2.5 Zusammenfassung des Standes der Forschung und Ziele der Arbeit

In dem vorangestellten Überblick zum aktuellen Stand der Forschung wurde die Abhängigkeit des Wärmeübergangs bei der Verdampfung aus offenen Kapillarstrukturen und porösen Schichten von den Parametern Wärmestromdichte, Sättigungstemperatur, Füllgrad sowie der Einfluss von im System befindlichen nichtkondensierbaren Gasen aufgezeigt. Weiter wurden die Bedeutung des Bereiches der 3-Phasen Kontaktlinie auf den globalen Wärmeübergang erläutert und Ansätze zur Steigerung des Wärme- und Flüssigkeitstransportes sowie das Konzept der Hochleistungskapillarstruktur vorgestellt. Das Resümee dieser Literaturstudie ist, dass der Wärmeübergangskoeffizient durch eine Vielzahl von Parametern beeinflusst wird und eine allgemeingültige analytische Beschreibung in Form von Korrelationen bisher nicht existiert. Weiter bestehen in der gesichteten Literatur nur vereinzelt skalenübergreifende Ansätze zur Verbindung der vorrangig numerischen Betrachtungen des Bereichs der 3-Phasen Kontaktlinie mit den Ergebnissen der zumeist experimentellen Untersuchungen strukturierter Verdampferoberflächen. Zur Eingrenzung der Aufgabenstellung sowie hinsichtlich der in Kapitel 2.3 aufgeführten Anwendungsgebiete strukturierter Verdampfer beschränkt sich die Betrachtung des Wärmeübergangs im Rahmen dieser Arbeit auf den Bereich des stillen Siedens. Für den experimentellen Teil leiten sich daraus folgende Ziele ab:

Beschreibung des Wärmeübergangs in Abhängigkeit von

- der zugeführte Wärmestromdichte \dot{q} ,
- der Sättigungstemperatur T_{sat} bzw. dem Sättigungsdruck p_{sat} ,
- der Länge der 3-Phasen Kontaktlinie $l_{3\text{-Kl}}$,
- der Größe der Phasengrenzfläche Flüssigkeit-Dampf A_{ph} sowie
- dem Partialdruck nichtkondensierbarer Gase p_{NCG} .

Hierfür wurde ein Versuchsaufbau konzipiert und realisiert (\rightarrow Kap. 3), welcher die experimentelle Untersuchung verschiedenartig strukturierter Verdampferoberflächen bei unabhängiger Variation der zuvor aufgeführten Parameter sowie der Verwendung unterschiedlicher Kältemittel ermöglicht. Weiter soll die Vorgabe und Überprüfung reproduzierbarer, stationärer Randbedingungen während der Versuchsdurchführung möglich sein. Zur Vergleichbarkeit der Ergebnisse der Verdampferoberflächen untereinander sowie mit den Ergebnissen des numerischen Modells (\rightarrow Kap. 4), soll die für die Berechnung des Wärmedurchgangskoeffizienten k benötigte Fernfeldtemperatur der aus dem Druck bestimmten Sättigungstemperatur entsprechen. Diese indirekte Bestimmung der Fernfeldtemperatur durch Messung des Systemdrucks wurde in keiner der gesichteten experimentellen Arbeiten bisher angewendet und stellt somit ein Novum dar. Neben der Sicherstellung der Reinstoffatmosphäre leitet sich daraus zusätzlich die Untersuchung des Einflusses nichtkondensierbarer Gasen auf den globalen Wärmeübergang ab. Hinsichtlich der Vergleichbarkeit zwischen Experiment und numerischem Modell sollen unbekannte Wärmewiderstände zwischen Wärmequelle und -senke vermieden und sämtliche Wärmestromverluste, insbesondere entlang der adiabaten Zone, im Rahmen der Messdatenauswertung berücksichtigt werden. Bedingt durch die in Kapitel 2.3 aufgezeigten Anwendungsfälle strukturierter Verdampferoberflächen soll die Flüssigkeitsversorgung der Kapillaren des Verdampfers ausschließlich auf der Kapillardruckdifferenz beruhen, was gleichbedeutend mit der Eliminierung des aufgezeigten Einflusses des Füllgrades ist.

Das numerische Modell soll sowohl den Wärmeübergang im Bereich der 3-Phasen Kontaktlinie als auch den über die Phasengrenze des makroskopischen Meniskus übertragenen Wärmestrom abbilden können. Hierfür wird das von Stephan [110] vorgestellte und durch eine Vielzahl numerischer Arbeiten am Institut für Technische Thermodynamik weiterentwickelte Modell des Wärmetransportes im Bereich der Mikrozone mit einem zweidimensionalen makroskopischen Modell gekoppelt. Ziel der numerischen Beschreibung des Wärmeübergangs bei der Verdampfung aus Kapillarstrukturen ist die detaillierte Untersuchung des im Bereich der Mikro- und Makrozone übertragenen Wärmestroms sowie deren Verhältnis zueinander. Abschließend sollen in einem Ausblick, aufbauend auf den in dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnissen, Ansätze zur Maximierung des Wärmetransportes aufgezeigt und an die Ergebnisse dieser Arbeit anknüpfende Forschungsthemen benannt werden.

Versuchsaufbau, Messtechnik und Datenauswertung

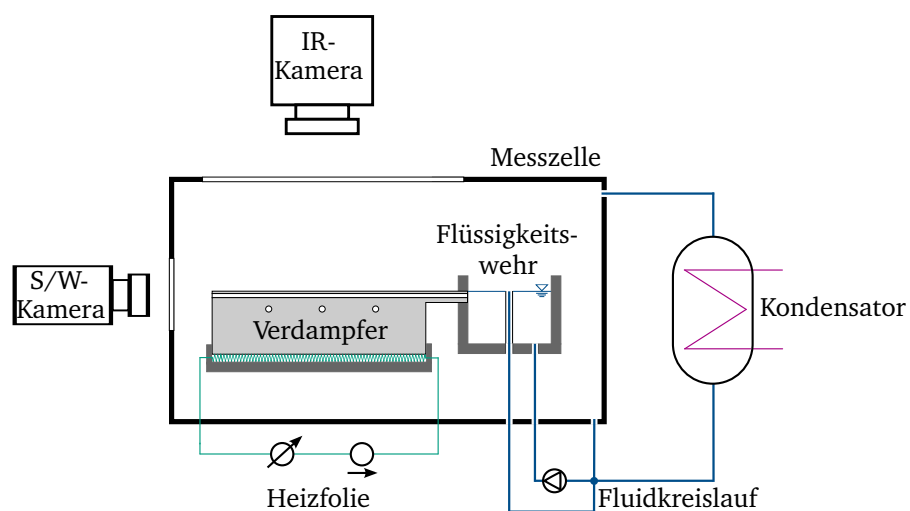


Abbildung 3.1: Fließbild des Versuchsaufbaus

3.1 Versuchsaufbau

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Versuchsstand konzipiert, aufgebaut und in Betrieb genommen, mit dem die experimentelle Untersuchung verschiedenartig strukturierter Oberflächen hinsichtlich ihrer Wärmeübertragungseigenschaften möglich ist. Folgende grundlegende Anforderungen erfüllt der in Abbildung 3.1 skizzierte Versuchsaufbau:

- Messung der Temperatur unterhalb der Oberfläche des Verdampfers, im Dampfraum sowie im Flüssigkeitswehr im Temperaturbereich zwischen 0 °C bis 80 °C
- Regelung des Systemdrucks bzw. der Sättigungstemperatur im Bereich zwischen 10 °C und 40 °C

- Steuerung des zugeführten Wärmestroms im Bereich von 0 W bis 80 W bzw. 0 Wm^{-2} bis 31 kWm^{-2}
- Regelung der Umgebungstemperatur der Messzelle zwischen 10°C und 40°C
- kontinuierliche Versorgung der Verdampferoberfläche mit Flüssigkeit, basierend ausschließlich auf der Kapillardruckdifferenz
- Sicherstellung einer Reinstoffatmosphäre und der Medienbeständigkeit der verwendeten Materialien gegenüber den eingesetzten Kältemitteln
- automatisierte Versuchsdurchführung mit zeitlich gesteuerter Sollwertvorgabe
- optische Zugänglichkeit der Verdampferoberfläche für eine S/W-Kamera (von der Seite) und eine Infrarotkamera (von oben)

In Abbildung 3.2 ist ein Foto des auf Grundlage der Anforderungsliste realisierten Versuchsaufbaus dargestellt, wobei dieser in sechs Hauptkomponenten unterteilt wird: Messzelle mit Verdampfer und Flüssigkeitswehr ①, Rohrbündelkondensator ②, S/W- und IR-Kamera ③, Fluidpumpe, Reinigungsbehälter zur Kältemittelaufbereitung und Verrohrung ④, Temperierbox ⑤ sowie Messtechnik und Umwälzthermostate (nicht in Abbildung enthalten). Das Gesamtvolumen der nach außen hin abgeschlossenen Messkammer beträgt $V_{\text{Mk}} = 3,84 \text{ l}$. Um Aussagen über die Güte der in der Versuchsanlage vorliegenden Reinstoffatmosphäre treffen zu können, ist die Kenntnis der Leckrate erforderlich, die durch die Anwendung der Druckanstiegsprüfung [114] bestimmt wird. In Abbildung 3.3 ist der gemessene Druckverlauf über mehrere Tage aufgetragen, welcher sich nach Wutz [48] in zwei Bereiche unterteilen lässt. Bereich I beinhaltet den Druckanstieg aufgrund von Desorption noch in der Kammer befindlicher Kältemittelrückstände an Wänden und Dichtungen (virtuelles Leck [48]) bis zum Erreichen eines Gleichgewichtszustandes sowie dem Anstieg aufgrund von Leckage. Die Zunahme des Drucks im Bereich I ist durch die Leckage aufgrund virtueller Lecks dominiert, was sich in dem nichtlinearen Druckverlauf beziehungsweise der zeitlich inkonstanten Leckrate widerspiegelt. Hat sich der Gleichgewichtszustand eingestellt, ist die weitere Druckzunahme ausschließlich auf das Einströmen von Gasen aus der Umgebung zurückzuführen (Bereich II) und die Leckrate nach Gleichung (3.1) weist einen konstanten Wert auf. Da sich während der Experimente das Kältemittel für einen längeren Zeitraum (>1 Woche) in der Messkammer befindet, kann von einem Gleichgewichtszustand zwischen Fluid und Wand- bzw. Dichtungsmaterial ausgegangen werden. Für den Fall einer befüllten Messkammer ist somit die Verunreinigung der Reinstoffatmosphäre auf das Einströmen von Gasen aus der Umgebung sowie die initiale Verunreinigung von Messkammer und Kältemittel zurückzuführen. Aus diesem Grund ist lediglich die im Bereich II bestimmte Leckrate im weiteren Verlauf der Arbeit von Interesse, welche für die gesamte Messkammer kleiner $L_{\text{Mk}} = 3 \cdot 10^{-5} \text{ mbar l s}^{-1}$ ist. Zur Minimierung der initialen Verunreinigung der Messkammer wird der Systemdruck vor dem Einfüllung des jeweiligen Kältemittels durch Einsatz einer Turbomolekularpumpe über mehrere Stunden unterhalb von 10^{-3} mbar gehalten und so die Desorption forciert. Eine weitere in Kapitel 2.4 genannte Ursache der Verunreinigung kann aus der chemischen Reaktion zwischen den verschiedenen Materialien innerhalb der Messkammer herrühren. Zum Ausschluss dieser NCG-Quelle

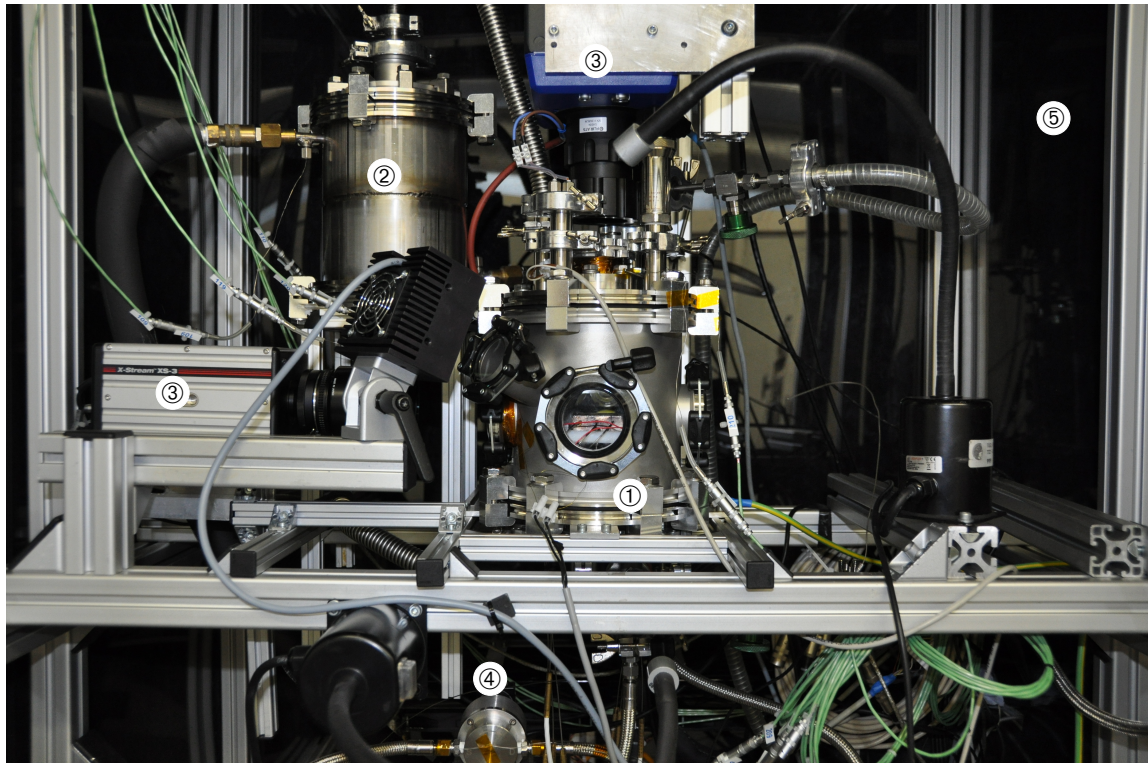


Abbildung 3.2: Foto des Versuchsaufbaus

wurde, wie in folgendem Unterkapitel erläutert, im Rahmen der Auslegung des Versuchsaufbaus die Beständigkeit der eingesetzten Materialien geprüft.

$$L_{\text{Mk}} = \frac{\Delta p_{\text{Mk}} V_{\text{Mk}}}{\Delta \tau} \quad (3.1)$$

3.1.1 Messzelle

Kernstück des experimentellen Aufbaus ist die in Abbildung 3.4 dargestellte Messzelle mit dem darin enthaltenen Verdampfer ①. Für die Konstruktion der Vakuumkammer sollten genormte Zukaufteile verwendet werden, um einen modularen Versuchsaufbau mit definierten Schnittstellen zu ermöglichen. Ein weiterer Vorteil der Verwendung von Normteilen liegt in ihrer bekannten Leckrate, wodurch die Konstruktion hinsichtlich der Sicherstellung einer Reinstoffatmosphäre deutlich vereinfacht wird. Tabelle A.3 gibt einen Überblick der verwendeten Flanschsysteme sowie deren vom Hersteller angegebenen Leckrate.

Die Messzelle besteht aus einem 150 mm langen Edelstahlrohr mit einem Innendurchmesser von ebenfalls 150 mm. Auf einer Höhe von 65 mm befinden sich vier über den Umfang rechtwinklig zueinander

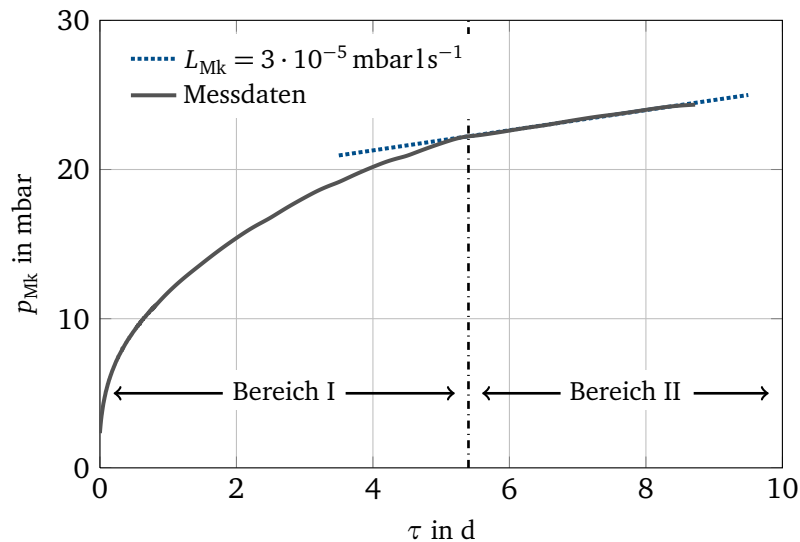


Abbildung 3.3: Druckanstieg innerhalb der Messkammer

angeordnete Anschlussflansche, an deren Ende jeweils ein Blindflansch aus Borosilikatglas angebracht ist. Zusätzlich verfügt die Messzelle über einen geneigten Flansch, an dessen Ende sich ebenfalls ein Borosilikatglas befindet. Diese fünf optischen Zugänge ermöglichen die visuelle Beobachtung der Oberfläche des Verdampfers mittels S/W-Kamera sowie die Einkopplung der dafür notwendigen Beleuchtung. Nach unten wird die Messzelle durch einen Blindflansch verschlossen, auf dem der Verdampfer und das Flüssigkeitswehr über eine gemeinsame Grundplatte aufgeschraubt sind. Dieser Flansch verfügt über sechs konzentrisch angeordnete Anschlüsse, über welche die Flüssigkeitszu- bzw. -abfuhr realisiert ist. Zudem ermöglichen diese Anschlüsse die Durchführung von acht Pt100-Widerstandsthermometern sowie der elektrischen Versorgung der Heizfolie ②. Nach oben ist die Messzelle durch einen weiteren Blindflansch verschlossen, welcher vier, ebenfalls konzentrisch angeordnete Anschlüsse besitzt. In der Mitte befindet sich ein in das Deckelmaterial eingebrachter CF-Flansch, auf dem ein infrarot transparentes Calciumfluoridglas montiert ist, welches die Beobachtung der Verdampferoberfläche mittels Infrarotkamera ermöglicht. Die Verbindung zwischen Kondensator und Messzelle ist durch einen Wellschlauch realisiert. Des Weiteren sind an den Anschlüssen des Deckels der Drucksensor ③ zur Messung des Systemdruckes und ein Ventil zur Anbindung der Vakuumpumpe angebracht. Als Dichtungen werden bis auf eine Kupferdichtung (CF-Flansch im Deckel) ausschließlich Elastomerdichtungen aus EPDM¹ eingesetzt, da dieser Werkstoff eine hinreichende Medienbeständigkeit gegenüber den eingesetzten Fluiden besitzt. Zusätzlich zu dem Nachweis der Beständigkeit auf Basis von Literaturangaben [11] fand eine eigenständige Überprüfung des gewählten Dichtungsmaterials im Rahmen von Vorversuchen statt. Hierfür wurden Materialproben mit der Flüssigkeits- und Dampfphase für eine Woche in Kontakt gebracht und anschließend das Kältemittel auf Verfärbung und Partikelablagerung sowie die EPDM-Oberfläche hinsichtlich Veränderungen untersucht. Zudem ist durch die gezielte Auswahl der Werkstoffe die Anzahl der mit den eingesetzten Fluiden in Berührung kommenden Materialien auf sieben reduziert, was die Gefahr der unbekannten Degradation der Kältemittel verringert (→ Tab. A.2).

¹ Ethylen-Propylen-Dien-Kautschuk

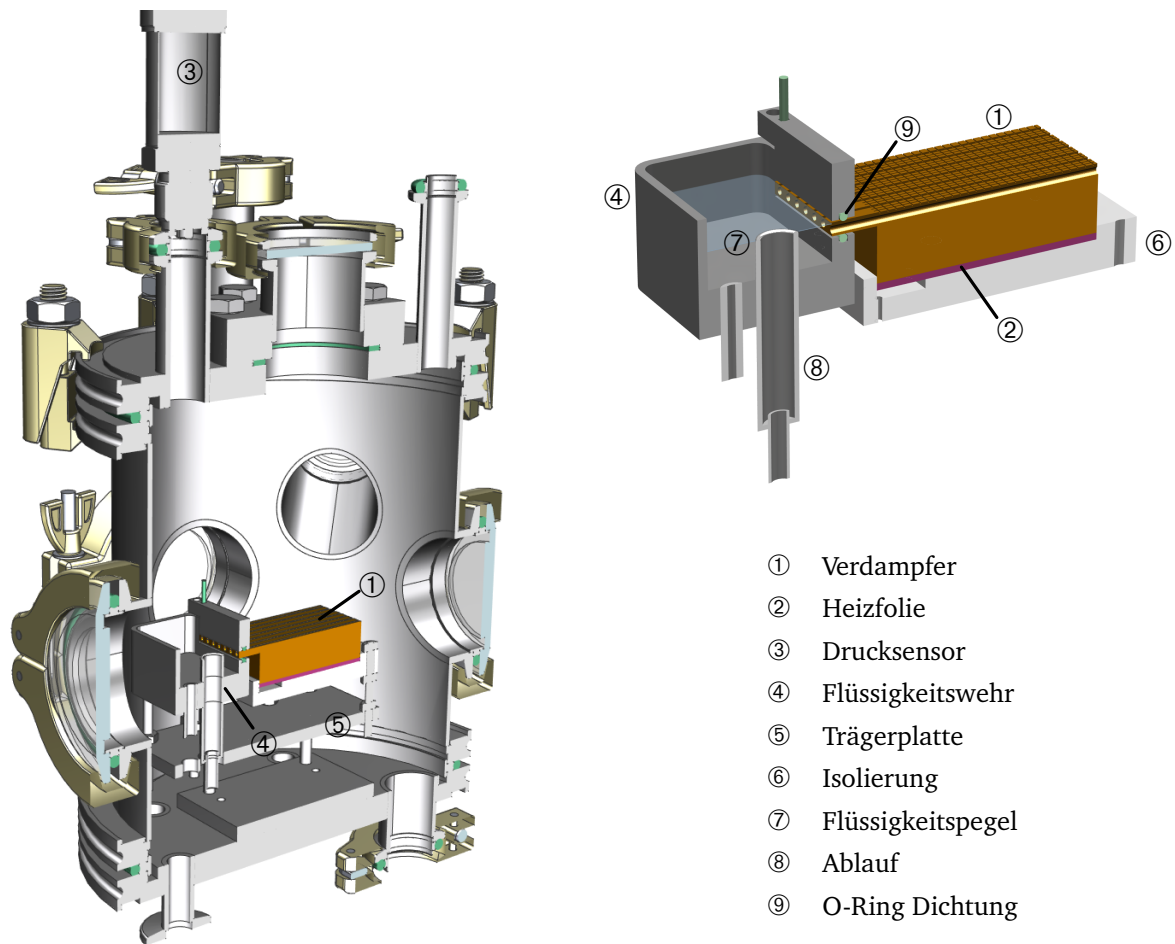


Abbildung 3.4: links: Messzelle; rechts: Detailansicht Flüssigkeitswehr und Verdampfer

Innerhalb der Messzelle befindet sich das Flüssigkeitswehr ④. Montiert ist dieses auf einer Trägerplatte ⑤, welche außerdem als Auflage der PTFE²-Isolierung ⑥ dient. Diese Konstruktion ermöglicht eine Vormontage von Verdampfer, Wehr und Isolierung außerhalb der Versuchsanlage. Zur stufenlosen Einstellung der Höhe des Flüssigkeitspegels ⑦ innerhalb des Wehrs besitzt dessen Ablauf ⑧ an seiner Außenseite ein Feingewinde. Die Pegelhöhe wurde für sämtliche Experimente so gewählt, dass die Oberkante des in das Wehr hineinragenden Verdampfers gerade benetzt ist. Hierdurch ist sichergestellt, dass sich der zu untersuchende Verdampfer stets durch die Kapillardruckdifferenz selbstständig mit Kältemittel versorgt und es zu keiner Überlagerung der Kapillarkraft durch einen hydrostatischen Druck kommt. Um den Austritt von Flüssigkeit am Übergang Wehr-Verdampfer zu verhindern, befinden sich zwischen beiden Bauteilen O-Ring Dichtungen ⑨. Zur Versorgung des Flüssigkeitswehres mit Kältemittel wird eine Mikrozahnringpumpe³ genutzt. Neben der geforderten Beständigkeit gegenüber den eingesetzten Fluiden verfügt die Pumpe über einen magnetgekoppelten Pumpenkopf, sodass die Leckrate der Pumpe die Anforderungen nach Reinstoffatmosphäre erfüllt. Als Vorratsbehälter der Pumpe dient ein Doppelkreuzstück, welches über einen Wellschlauch sowohl mit dem Kondensator als auch mit dem Überlauf des Wehres verbunden ist.

² Polytetrafluorethylen, Handelsname: Teflon®; E. I. du Pont de Nemours and Company

³ HNP Mikrosysteme GmbH : mzzr®-6355

3.1.2 Verdampfer und Fluide

Im Rahmen dieser Arbeit werden fünf strukturierte Oberflächen hinsichtlich ihrer Wärmeübertragungseigenschaften untersucht. Basis aller zu untersuchenden Verdampfer ist der in Abbildung 3.5 dargestellte Grundkörper aus Kupfer mit einer quadratischen Grundfläche von $25,8\text{ cm}^2$. In Anlehnung an das in Kapitel 2.3 vorgestellte Konzept des Wärmerohres verfügt der Grundkörper über einen 10 mm langen, nicht beheizten Steg, was einer adiabaten Transportzone gleichkommt (\rightarrow Abb. 2.15). Anstelle des Kondensators befindet sich daran anschließend das Flüssigkeitswehr, was die auf der Kapillardruckdifferenz beruhende Flüssigkeitsversorgung ermöglicht. Dieser Aufbau erfüllt ebenfalls die Anforderung einer Flüssigkeitsversorgung, welche Unabhängig vom Füllgrad des Systems ist. Aus der Oberfläche des Grundkörpers wurden durch Drahterodieren 14 *Re-Entrant* Kanäle (\rightarrow Abb. 2.20) herausgearbeitet. Diese dienen als Verbindung zwischen Flüssigkeitswehr und strukturierter Verdampferzone und bilden die Fluidkanäle erster Ordnung. Ausgehend von diesem Grundkörper sind die Oberflächen der Verdampfer Nr. 2 bis Nr. 5 mit Kanälen zweiter und dritter Ordnung versehen. Tabelle 3.1 gibt einen Überblick über die Topografie aller untersuchten Oberflächen.

Auf die Unterseite des Grundkörpers ist eine für den Einsatz im Vakuum geeignete Kapton[®]-Heizfolie⁴ (\rightarrow ② in Abb. 3.4) aufgeklebt. Durch diese direkte Verbindung zwischen Wärmequelle (Heizfolie) und Wärmesenke (Verdampferoberfläche) existieren, bis auf den unvermeidbaren Kontaktwiderstand zwischen Folie und Verdampfer, somit keine weiteren unbekannten Wärmewiderstände. Zur Messung der Temperatur des Verdampfers sind in dem Grundkörper sechs Bohrungen für das Einbringen der Pt100-Widerstandsthermometer vorgesehen. Die genauen geometrischen Abmessungen des Grundkörpers können den in Anhang A.4 aufgeführten technischen Zeichnungen entnommen werden.

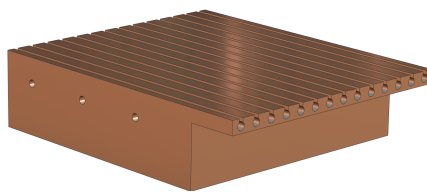
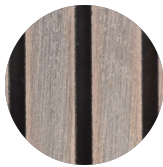


Abbildung 3.5: Grundkörper der untersuchten Verdampfer

⁴ Minco Polyimide Thermofoil™ Heaters; Typ HK 5417 : $R_{el} = 26,6\Omega$ bei 20°C

Tabelle 3.1: Oberflächentopografie der Verdampfer Nr. 1 bis Nr. 5

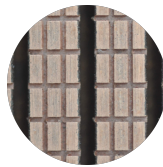
Verdampfer			Nr. 1	Nr. 2	Nr. 3	Nr. 4	Nr. 5
1. Ordnung (<i>Re-Entrant</i> Kanal)	R_1	μm	800	800	800	800	800
	h_1	μm	1400	1400	1400	1400	1400
	s_1	μm	900	900	900	900	900
	n_1	μm	14	14	14	14	14
2. Ordnn. (Mikroka. orthogonal)	h_2	μm	–	500	300	500	500
	s_2	μm	–	500	300	800	500
	n_2	μm	–	20	28	22	20
3. Ordnn. (Mikroka. axial)	h_3	μm	–	500	300	500	–
	s_3	μm	–	500	300	750	–
	n_3	μm	–	13	26	26	–
	$l_{3\text{-Kl}}$	cm	142,24	347,77	510,22	349,83	–
	A_{Ph}	cm ²	6,40	12,87	12,92	19,60	–
	$l_{3\text{-Kl}} / A_{\text{Ph}}$	cm ¹	22,22	27,02	39,50	17,85	–
	$l_{3\text{-Kl}} / l_{3\text{-Kl}, \text{V2}}$		0,41	1	1,47	1,01	–
	$A_{\text{Ph}} / A_{\text{Ph}, \text{V2}}$		0,50	1	1	1,52	–



Nr. 1



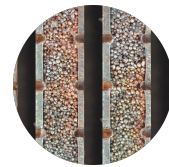
Nr. 2



Nr. 3



Nr. 4



Nr. 5

Ziel der Oberflächenstrukturierung

Wie bei der Formulierung der Ziele dieser Arbeit erläutert, sollen durch die Strukturierung der Oberseite des Grundkörpers folgende Einflussparameter auf den globalen Wärmeübergang unabhängig voneinander experimentell untersucht werden:

- Länge der 3-Phasen Kontaktlinie $l_{3\text{-Kl}}$
- Größe der Phasengrenzfläche Flüssigkeit-Dampf A_{Ph}

Ausgehend von dem im Vorangegangenen beschriebenen Grundkörper (Verdampfer Nr. 1, ausschließlich Kanäle erster Ordnung) werden die Stege zwischen den *Re-Entrant* Kanälen mit rechteckigen Mikrokanälen zweiter und dritter Ordnung versehen (→ Tabelle 3.1 und Abbildung 3.6). Durch die Variation der

Kanalbreite und deren Anzahl wurde die Zunahme der Kontaktlinienlänge beziehungsweise die Steigerung der Phasengrenzfläche realisiert. Verdampfer Nr. 3 besitzt somit, verglichen zu Verdampfer Nr. 2, eine um das 1,5-fache verlängerte Kontaktlinie bei gleichem Wert der Phasengrenzflächen. Für Verdampfer Nr. 4 wurde die Phasengrenzfläche ebenfalls um den Faktor 1,5 gesteigert, wobei die Länge der Kontaktlinie dem Wert des Verdampfers Nr. 2 entspricht. Hinsichtlich der Maximierung des Wärmedurchgangskoeffizienten wurde aufbauend auf den im Rahmen der Literaturrecherche gewonnen Erkenntnissen zusätzlich ein weiterer Verdampfer (Nr. 5) gefertigt. Anstelle der Mikrokanäle (2. und 3. Ordnung) ist auf dessen Oberfläche zwischen den *Re-Entrant* Kanälen eine aus Kupferpulver bestehende poröse Schicht mittels Sintern aufgebracht. Chien und Chang [16] beziffern basierend auf ihren experimentellen Ergebnissen das ideale Verhältnis von Korngröße zu Schichtdicke auf 3,85. Aus diesem Grund wurde für Verdampfer Nr. 5 eine Dicke der porösen Schicht von ungefähr 0,5 mm gewählt, was bei dem mittleren Korndurchmesser des verwendeten Kupferpulvers von 150 μm einem Verhältnis von 3,3 entspricht. Zur Herstellung der Kanäle zweiter und dritter Ordnung wurden zwei Fertigungsverfahren erprobt, spanende Bearbeitung und der Einsatz eines Festkörperlaser⁵. Der Einsatz des Lasers zur Oberflächenstrukturierung ist zwar prinzipiell sehr gut geeignet [53, 98], jedoch mit sehr langen Fertigungszeiten verbunden ($> 30\text{ h}$), sodass die Kanäle 2. und 3. Ordnung durch fräsen in die Oberfläche eingebracht wurden.

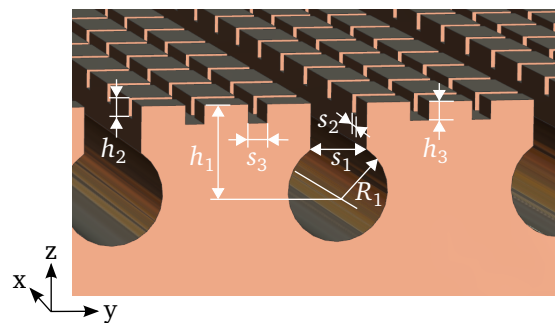


Abbildung 3.6: Prinzip der Oberflächenstrukturierung

Thermische Vorbehandlung der Verdampferoberflächen

Aus vorangegangenen wissenschaftlichen Arbeiten am Institut für Technische Thermodynamik sowie anhand von Literaturdaten [43, 58] ist bekannt, dass die Bildung einer Oxidschicht auf einer ursprünglich reinen Kupferoberfläche zu einer signifikanten Änderung der Benetzungseigenschaften der Wand-Fluid Paarung führt. Diese Änderung beeinflusst, wie in Kapitel 2.2.1 beschrieben, den Wärmeübergang und ist begründet durch die Zunahme der Oberflächenrauheit aufgrund von Oxidation. Als Maß für die Quantifizierung der sich ändernden Eigenschaften dient der Kontaktwinkel θ (\rightarrow Abb. 2.7). Shkair und Thome [100] geben in ihrer Arbeit für die Materialpaarung (deionisiert) Wasser-Kupfer den Bereich des makroskopischen Kontaktwinkels mit 60° bis 85° an, wohingegen das experimentell bestimmte Intervall von Hong et al. [43] 39° bis 72° beträgt. Ein weiteres Ergebnis der Experimente von Hong et al. ist

⁵ Oberflächenbearbeitungssystem; Coherent Prisma : 3D-microSTRUCT ns532 mit Nanosekunden Festkörperlaser

die Feststellung, dass mit zunehmender Oberflächenrauheit beziehungsweise Oxidation der Oberfläche der Kontaktwinkel abnimmt ($22^\circ - 32^\circ$), was durch die Ergebnisse von Ojha et al. [84] bestätigt wird. Ein ähnliches Verhalten beobachten Hong et al. für Fluide mit niedriger Oberflächenspannung, wobei die gemessenen Kontaktwinkel bei diesen Fluiden deutlich kleiner sind. Für die Stoffpaarung Methanol-Kupfer beträgt beispielsweise der Kontaktwinkel auf reiner Kupferoberfläche 7° und verringert sich mit zunehmender Oberflächenrauheit beziehungsweise Oxidation auf 3° .

In Vorversuchen wurde der Kontaktwinkel für die Materialpaarung (deionisiert) Wasser-Kupfer auf einer nicht oxidierten sowie auf verschiedenen oxidierten Oberflächen unter Anwendung der *Sessile Drop*-Methode [105] bestimmt. Bei dieser Methode wird ein Tropfen auf eine Oberfläche aufgesetzt und der Kontaktwinkel durch Bilddatenanalyse errechnet. Zur Herstellung der für den Vergleich benötigten oxidierten Kupferoberflächen wurden nicht oxidierte Kupferbleche bei 300°C zwischen 30 s und 40 min in einem Ofen temperiert. Auf der nicht oxidierten Kupferoberfläche wurde ein Kontaktwinkel im Bereich zwischen 57° und 65° gemessen, was in guter Übereinstimmung mit den Werten der zitierten Literatur ist. Weiter bestätigen die Ergebnisse der Vorversuche die in der Literatur beschriebene Abnahme des Kontaktwinkels auf oxidierten Oberflächen auf 10° bis 20° .

Die unvermeidbare Ausbildung einer Oxidschicht auf unbehandelten Kupferoberflächen, sowie die im Rahmen von Vorversuchen beobachtete und von Winter [128] beschriebene Oberflächenverfärbung, erfordert die thermische Vorbehandlung der Verdampfer direkt vor ihrem Einbau in die Messzelle. Ziel dieser in Abbildung 3.7 beschriebenen Vorbehandlung ist die Herstellung einer stabilen Oxidschicht zur Sicherstellung vergleichbarer, zeitlich konstanter Benetzungseigenschaften. Die für diese Wärmebehandlung bei 300°C gewählte Verweilzeit im Ofen beträgt 35 min, da während der Vorversuche nach Ablauf dieser Zeit keine Änderung des Kontaktwinkels mehr festgestellt werden konnte. Dies deutet auf die Ausbildung einer geschlossenen Oxidschicht hin, sodass von gleichbleibenden Benetzungseigenschaften während der Experimente auszugehen ist.

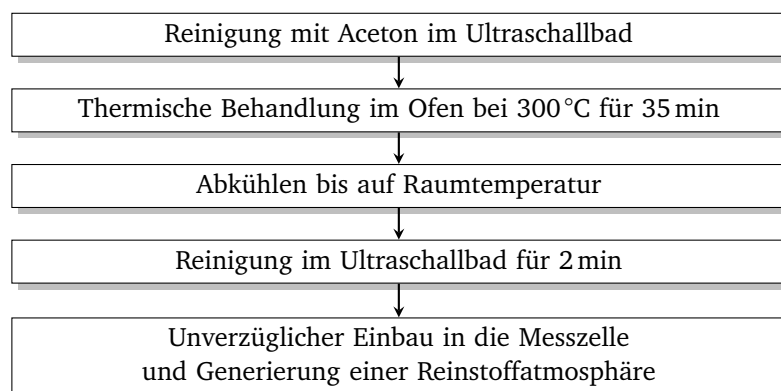


Abbildung 3.7: Ablaufplan der thermischen Oberflächenbehandlung

Für die in dieser Arbeit beschriebenen experimentellen Untersuchungen werden als Versuchsfluide, wie auch in der Arbeit von Xu und Carey [133], Methanol⁶ und Aceton⁷ verwendet. Sie sind typische in Wärmerohren eingesetzte Kältemittel und erfüllen die Anforderung nach Beständigkeit mit den in Berührung stehenden Materialien innerhalb der Messzelle. Dunn und Reay geben in Ihrem Buch [92] als sinnvolle Einsatztemperatur 10 °C bis 130 °C für Methanol und 0 °C bis 120 °C für Aceton an, was in Übereinstimmung mit dem in dieser Arbeit untersuchten Temperaturbereich zwischen 10 °C und 40 °C ist. Weiter erfüllen die gewählten Kältemittel die im Kontext von Wärmerohren geforderte hoher Verdampfungsenthalpie zum Transport großer Energiemengen mit geringen Stoffmengen. So resultiert aus einem kleinen Verdampfungsmassenstrom ein geringer Reibungsdruckverlust innerhalb der Kapillaren, was auch bei hoher Wärmestromzufuhr eine vollständige Befüllung der Kapillaren mit Kältemittel ermöglicht. Eine Liste aller für die Datenauswertung benötigten Stoffwerte bei Sättigungsbedingungen ist Anhang A.5 zu entnehmen.

Die im Rahmen vieler experimenteller Studien, insbesondere im Themenfeld der Wärmerohre, untersuchte Stoffpaarung Wasser-Kupfer [7, 129] konnte im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht gewählt werden. Grund hierfür ist die, im Vergleich zu den ausgewählten Kältemitteln, schlechtere initiale Benetzungseigenschaft der Kapillaren nach deren vollständiger Austrocknung. So ist es mit dem zuvor beschriebenen Versuchsaufbau (→ Flüssigkeitswehr) im Rahmen von Vorversuchen nicht gelungen, zu Beginn der Versuche alle Kapillare reproduzierbar zu befüllen. Hierdurch ist der angestrebte Vergleich der Strukturen hinsichtlich des Einflusses der Oberflächentopografie nur eingeschränkt möglich beziehungsweise mit großen Unsicherheiten behaftet, sodass Wasser als Kältemittel in dieser Arbeit unberücksichtigt bleibt.

Die Forderung einer Reinstoffatmosphäre während der Versuchsdurchführung bedingt neben einer geringen Leckrate die Reinigung der verwendeten Kältemittel, insbesondere hinsichtlich in der Flüssigkeit gelöster Gase. Die Entfernung dieser Gase erfolgt durch Anwendung des *Freeze-Pump-Thaw Degassing* Verfahrens [117]. Dabei wird das Kältemittel im Reinigungsbehälter von unten aufsteigend eingefroren, sodass die in der Flüssigkeit gelösten Gase während des Erstarrungsprozesses ausgasen und oberhalb der Erstarrungsfront akkumulieren. Nachdem das gesamte Fluid gefroren ist, werden mittels Vakuumpumpe die noch innerhalb des Reinigungsbehälters vorliegenden gasförmigen Bestandteile abgesaugt und anschließend das Kältemittel wieder aufgetaut. Da nicht ausgeschlossen werden kann, dass sich während des Erstarrungsprozesses Gaseinschlüsse bilden, wird dieses Verfahren zweimal wiederholt, bevor circa 400 ml des so aufbereiteten Kältemittels in die Anlage eingefüllt werden. Zusätzlich wird zur Minimierung der Menge möglicher nichtkondensierbarer Gase innerhalb der Messzelle zu Beginn jedes

⁶ Reinheitsgrad *technisch* [120]

⁷ Reinheitsgrad *reinst* [119]

Versuchstages mittels Vakuumpumpe ein Teil der Gasphase abgesaugt. Um den Einfluss einer möglichen chemischen Degradation der Fluide zu minimieren, wurden zudem bei jedem Wechsel des Verdampfers die eingesetzten Kältemittel durch frische ersetzt.

3.1.3 Messtechnik

Innerhalb der Versuchsanlage werden zur Temperaturmessung Pt100-Mantelwiderstandsthermometer⁸ und Thermoelemente⁹ eingesetzt. Da die verwendeten Pt100 gegenüber Thermoelementen über eine geringere Messunsicherheit nach deren Kalibrierung verfügen, werden diese zur Messung aller für die Auswertung relevanten Temperaturen (\rightarrow Kapitel 3.3 f.) genutzt. Zusätzlich wird die Temperatur im Dampfraum oberhalb des Verdampfers sowie die Temperatur des flüssigen Kältemittels im Wehr durch je ein Pt100 bestimmt. An weiteren 11 Stellen innerhalb des gesamten Versuchsaufbaus wird die Temperatur zur Regelung und Überwachung der Randbedingungen gemessen (\rightarrow Abb. 3.8). Alle im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten Temperatursensoren wurden vor ihrer Verwendung im Temperaturbereich von 0 °C bis 85 °C nach der in der DKD Richtlinie 5-1 [22] beschriebenen Vergleichsmethode als Messkette (Sensor + Messverstärker) in einem Flüssigkeitsbad kalibriert. Die für den kalibrierten Temperaturbereich bestimmte Messunsicherheit der verwendeten Pt100 beträgt ± 150 mK.

Zur Messung des in der Messzelle herrschenden Drucks wird ein Präzisions-Druckmessumformer¹⁰ eingesetzt. Die Messspanne des durch den Hersteller kalibrierten Sensors beträgt 0 bar bis 1 bar (Absolutdruck) bei einer Messunsicherheit von $\pm 0,035$ %. Bezogen auf die Messspanne entspricht dies einer absoluten Unsicherheit von $\pm 0,35$ mbar. Die zusätzliche Unsicherheit des Messverstärker ist laut Datenblattangabe [30] klein gegenüber der des Sensors. Konservativ wird daher für die Gesamtunsicherheit der Druckmessung ein Wert von $\pm 0,5$ mbar angenommen. Als Messverstärker zur Erfassung der Temperatur- und Druckwerte dient ein DMM/Data Acquisition Systems der Firma Keithley in Kombination mit zwei 20-Kanal Multiplexer Modulen¹¹. Als Abtastrate wurde 0,35 Hz bei einer Integrationszeit je Kanal von 10 ms gewählt.

Sowohl für die elektrische Versorgung der Heizfolie als auch für die Messung der anliegenden Spannung und der sich einstellenden Stromstärke wird ein programmierbares Labornetzgerät¹² verwendet. Die Unsicherheit bei der Bestimmung der Spannung beträgt $\pm (U_{el} \cdot 0,1 \% + 0,3 \text{ V})$ und bei der Stromstärke $\pm (I_{el} \cdot 0,1 \% + 24 \text{ mA})$ [81]. Für die Visualisierung des flüssigen Kältemittels innerhalb der Kanäle des Verdampfers wird eine S/W-Kamera¹³, verbunden mit einem triggerbaren High-Power LED System,

⁸ Platin Widerstandsthermometer ($R_{0^\circ\text{C}} = 100 \Omega$); TMH Temperatur Messelemente Hettstedt GmbH

⁹ Mantelthermoelemente Typ K; ES Electronic Sensor GmbH

¹⁰ WIKA Alexander Wiegand SE & Co.KG : Typ P-30

¹¹ Keithley Instruments Inc. : 2701E und 7700

¹² TDK-Lambda : GEN 300V 8A

¹³ IDT Integrated Design Tools Inc. : X-Stream™XS-3

Tabelle 3.2: Sollwert-Tabelle einer Messreihe

	τ in min	\tilde{q}_{HF} in kW m ⁻²	\tilde{T}_{sat} in °C	\tilde{T}_{Box} in °C
M_1	20	1	20	20,2
M_2		2		
M_3		3		
...		...		

exemplarisch die Verläufe der durch die Sollwert-Tabelle vorgegebenen und durch das Programm geregelten Zustands- und Prozessgrößen dargestellt. Die für alle Experimente vorgegebene Haltezeit von 20 min gewährleistet für jeden angefahrenen Messpunkt das Vorliegen eines hinreichend stationären Zustandes, wie er durch die Gleichungen (3.3) und (3.4) definiert ist. Durch die vorgegebene Temperaturdifferenz zwischen \tilde{T}_{sat} und \tilde{T}_{Box} von 0,2 K soll Kondensation an der Messkammerwand unterbunden werden, ohne das System signifikant zu beeinflussen.

Für das in der Messkammer vorliegende Zweiphasen-Reinstoffsystem wird angenommen, dass im stationären Zustand der Druck im Dampfraum konstant und dem kältesten Punkt der Phasengrenze zugeordnet ist. Diese Annahme basiert auf dem zu vernachlässigenden Druckverlust der Dampfströmung zwischen Verdampfer und Kondensator sowie der zu vernachlässigenden hydrostatischen Druckdifferenz im Dampfraum. Ein Vernachlässigen beider Terme ist gerechtfertigt, da die Summe der zu erwartenden maximalen Druckdifferenz für Methanol 2 Pa beträgt, was einer Abweichung der Sättigungstemperatur von 2,9 mK entspricht (Aceton: 2,2 Pa \rightarrow 2,7 mK). Auf Grundlage dieser Überlegung erfolgt die Regelung des Systemdruckes mittels eines Umwälzthermostats¹⁷ durch Vorgabe der Kühlmitteltemperatur innerhalb des Kondensators. Die mit dieser Regelung erzielte zeitliche Stabilität der Sättigungstemperatur im Verlauf einer gesamten Messreihe beträgt ± 80 mK (Aceton: ± 50 mK), was ebenfalls die Anforderung einer zeitlich konstanten Randbedingung erfüllt. Neben der Vorgabe und Regelung der Zustands- und Prozessgrößen dient das LabVIEW-Programm zudem als Trigger-Signalgeber beider Kameras und des LED Systems.

Vor Beginn jeder Messreihe wird die gesamte Messkammer auf die geforderte Temperatur \tilde{T}_{Box} temperiert und anschließend die Sättigungstemperatur in der Messkammer wie beschrieben eingestellt. Beträgt die Abweichung beider Temperaturen weniger als 50 mK zum Sollwert, wird die Mikrozahnringpumpe gestartet. Nach vollständiger Füllung aller Kapillaren (\rightarrow optische Kontrolle), erfolgt der Start der durch die Sollwerttabelle definierten Messreihe. Wie in Kapitel 2.5 beschrieben, beschränkt sich aufgrund des Anwendungsgebietes strukturierter Verdampferoberflächen der untersuchte Bereich des übertragenen Wärmestromes auf den Bereich des stillen Siedens. Folglich dient als Abbruchkriterium der Versuchsdurchführung das Einsetzen des Blasensiedens (\rightarrow ONB Abb. 2.1). Der Übergang vom stillen Sieden zum lokal auftretenden Blasensieden lässt sich anhand des gemessenen Temperaturverlaufes innerhalb des

¹⁷ Peter Huber Kältemaschinenbau GmbH : ministat 230-cc

Verdampfers, am Verlauf des Sättigungsdruckes (\rightarrow Abb. 3.9) sowie auf den Bildern der Infrarotkamera erkennen (\rightarrow Abb. A.5). Mit Aktivierung der ersten Keimstelle reduziert sich die Verdampfertemperatur signifikant bei gleichzeitig sprunghafter Zunahme der Verdampfungsrate, was den dargestellten Sprung des Systemdruckes begründet.

Stationärer Zustand

Folgender Definition nach befindet sich ein System gerade dann im stationären Zustand, wenn alle das System charakterisierenden Zustandsgrößen ϕ zeitlich invariant sind. [34]

$$\frac{\partial \phi}{\partial \tau} = 0 \quad (3.2)$$

Unter Vernachlässigung des unvermeidbaren Rauschens des Messsignals setzt das Erreichen eines stationären Zustands der gemessenen Temperaturen sowie des Drucks innerhalb der Messzelle eine sehr lange Wartezeit voraus (> 2 h). Da diese Zeitspanne für die Durchführung ganzer Messreihen trotz automatisierter Versuchsdurchführung nicht realisierbar ist, wird im Rahmen der vorliegenden Arbeit für die in den folgenden Unterkapiteln erläuterte Messdatenauswertung ein *hinreichend stationärer Zustand* definiert. Dabei werden lediglich die zeitlichen Intervalle der Experimente ausgewertet, welche die im Folgenden formulierten Kriterien erfüllen. Als Definitionsgrößen des *hinreichend stationären Zustands* dienen neben der zeitlichen Änderungen der Temperatur innerhalb des Verdampfers [\rightarrow Gl. (3.3)] die aus dem gemessenen Druck berechnete Änderung der Sättigungstemperatur [\rightarrow Gl. (3.4)].

$$\frac{\Delta T_V}{\Delta \tau} = \frac{0,1 \text{ K}}{360 \text{ s}} \quad (3.3)$$

$$\frac{\Delta T_{\text{sat}}}{\Delta \tau} = \frac{0,1 \text{ K}}{360 \text{ s}} \quad (3.4)$$

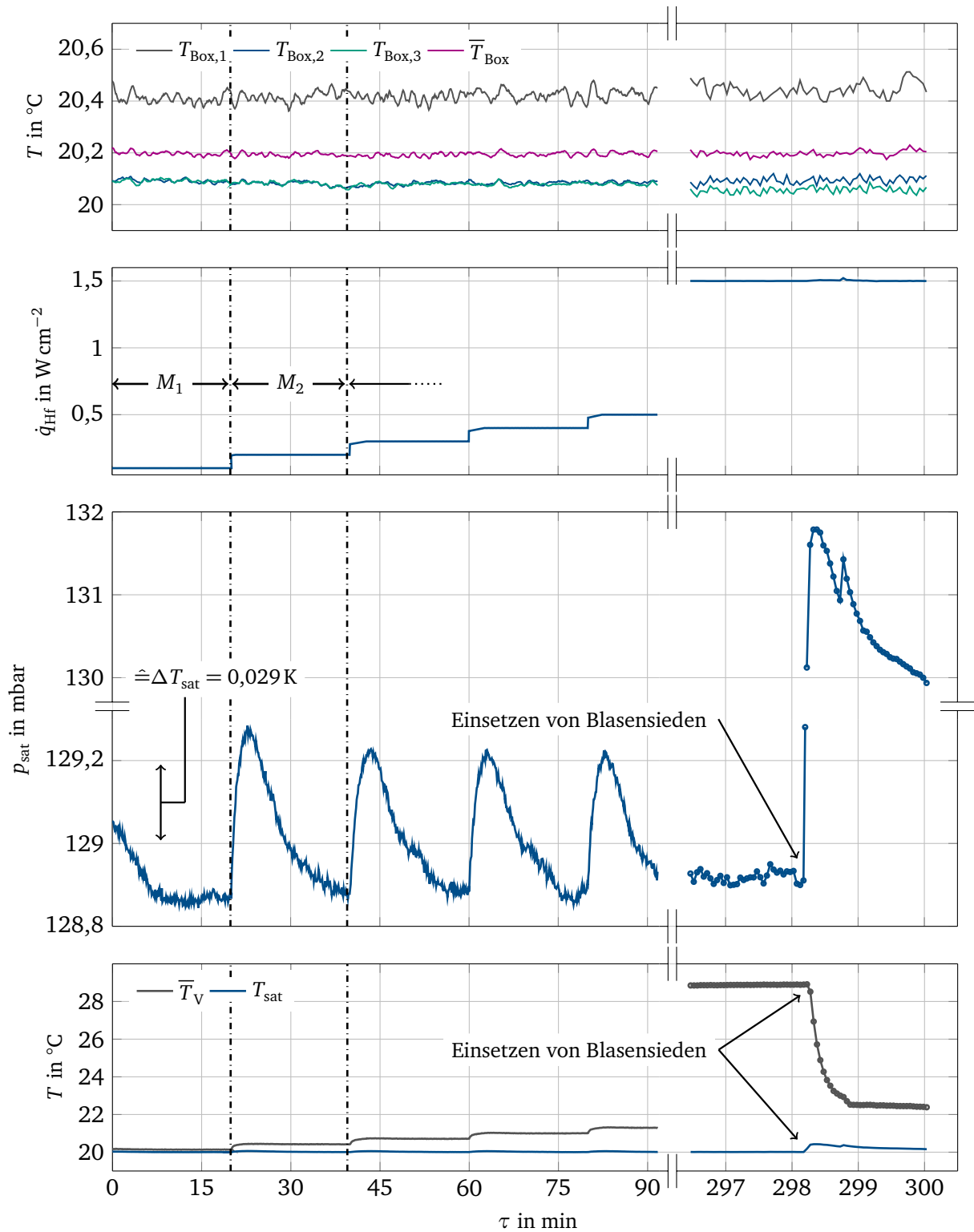


Abbildung 3.9: geregelte Zustands- und Prozessgrößen einer Messreihe mit Methanol

3.3 Berechnung der Wärmestromverluste

Neben der Kenntnis der Fernfeld- und Oberflächentemperatur ist der Wärmestrom, welcher über die Verdampferoberfläche übertragen wird, eine zentrale Größe zur Charakterisierung der Wärmeübergangseigenschaften. Zwar lag bei der Konstruktion des Versuchsaufbaus das Augenmerk auf einer Reduzierung der Wärmestromverluste des Verdampfers an seine Umgebung, jedoch ist deren vollständige Eliminierung nicht realisierbar. Dies begründet die in den Zielen der Arbeit geforderte Korrektur des Wärmestroms im Rahmen der Messdatenauswertung. Ziel dieser Berechnung ist die Bestimmung des effektiven Wärmestroms \dot{Q}_{eff} , welcher über den Bereich der strukturierten Verdampferoberfläche übertragen wird. Demnach beinhaltet \dot{Q}_{eff} die Energiemenge, welche für die Erwärmung des Kältemittels innerhalb der Kanäle und dessen Verdampfung notwendig ist, sowie den durch freie Konvektion an der Verdampferoberfläche übertragenen Wärmestrom. Da die Bahnen des Heizdrahtes innerhalb der Folie eng beieinanderliegenden und mäanderförmig verlaufenden, wird für die im Folgenden erläuterte Berechnung von einem homogenen Wärmestromfeld auf der Unterseite des Verdampfers ausgegangen. Der dabei von der Heizfolie abgegebene Wärmestrom \dot{Q}_{Hf} [\rightarrow Gl. (3.5)] entspricht der eingebrachten elektrischen Leistung, welche durch das Netzteil bereitgestellt und gemessen wird. Unter Vernachlässigung des strahlungsbedingten Wärmestromverlusts wurden die in Abbildung 3.10 dargestellten und im Folgenden aufgelisteten Verlustterme identifiziert, sodass der effektiv über die Verdampferoberfläche übertragene Wärmestrom nach Gleichung (3.6) berechnet wird. Für die in den nachfolgenden Unterkapiteln erläuterten Berechnungen der einzelnen Terme wird von stationärer Wärmeleitung ausgegangen, wobei ausschließlich freie Konvektion berücksichtigt wird.

- \dot{Q}_{ver} Wärmestrom über die vertikalen Seitenflächen
- \dot{Q}_{Iso} Wärmestrom durch die Isolierung
- \dot{Q}_{Wehr} Wärmestrom entlang des Stegs in das Flüssigkeitswehr

$$\dot{Q}_{\text{Hf}} = P_{\text{el}} = U_{\text{el}} I_{\text{el}} \quad (3.5)$$

$$\dot{Q}_{\text{eff}} = \dot{Q}_{\text{Hf}} - (\dot{Q}_{\text{ver}} + \dot{Q}_{\text{Iso}} + \dot{Q}_{\text{Wehr}}) \quad (3.6)$$

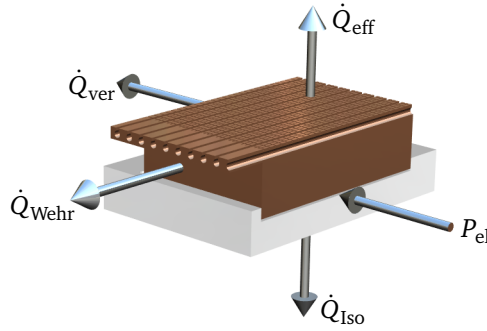


Abbildung 3.10: Wärmestromverluste

Wärmestromverlust über die vertikalen Flächen

Aufbauend auf dem Berechnungsansatz des Falls *freier Konvektion an einer vertikalen Platte* wird der Wärmestrom über die vertikalen Flächen des Verdampfers \dot{Q}_{ver} bestimmt. Die dafür von Churchill [17] abgeleitete *Nußelt-Korrelation* entspricht Gleichung (3.7), wobei als charakteristische Länge die Höhe des Verdampfers h_{Gk} eingesetzt wird.

$$Nu_{\text{ver}} = \left(0,825 + \frac{0,387 Ra^{1/6}}{\left[1 + \left(\frac{0,492}{Pr} \right)^{9/16} \right]^{8/27}} \right)^2 \quad (3.7)$$

$$\alpha_{\text{ver}} = \frac{Nu_{\text{ver}} \lambda_{\text{d}}}{h_{\text{Gk}}} \quad (3.8)$$

Unter Anwendung der Gleichungen (3.7) und (3.8) erfolgt die Berechnung des Wärmestromverlustes über die vertikalen Seitenflächen \dot{Q}_{ver} nach Gleichung (3.9). Da die für diese Berechnung notwendige Oberflächentemperatur der einzelnen Seitenflächen im Experiment nicht gemessen wird, wird stattdessen die Verdampfertemperatur \bar{T}_{V} genutzt. Diese entspricht dem Mittelwert der sechs in dem Grundkörper befindlichen Pt100-Widerstandsthermometer [→ Gl.(3.10)]. Der aus dieser Annahme resultierende Fehler ist aufgrund der hohen Wärmeleitfähigkeit des Verdampfermaterials sehr klein (→ Abb. A.22) und wird daher für die weiteren Berechnungen vernachlässigt.

$$\dot{Q}_{\text{ver}} = \alpha_{\text{ver}} A_{\text{ver}} [\bar{T}_{\text{V}} - T_{\text{sat}}(p_{\text{Exp}})] \quad (3.9)$$

$$\bar{T}_{\text{V}} = \frac{1}{6} \sum_{i=1}^6 T_{\text{Pt100},i} \quad (3.10)$$

Wärmestromverlust durch die Isolierung

Der Wärmestromverlust \dot{Q}_{Iso} durch die PTFE-Isolierung setzt sich aus Wärmeleitung in der Isolierung und Konvektion auf deren Unterseite zusammen. Vereinfachend liegt der Berechnung die Annahme von ein-dimensionaler Wärmeleitung zugrunde, sodass der Verlust über die vertikalen Flächen der Isolierung unberücksichtigt bleibt. Weiter wird vereinfachend angenommen, dass die Temperatur der Heizfolie gleich der Verdampfertemperatur ist. Die Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten α_{Iso} auf der Unterseite der Isolierung ist analog zur Betrachtung der vertikalen Flächen, jedoch liegt dieser Berechnung der Ansatz *Wärmeabgabe an der Unterseite einer horizontalen Platte* zugrunde. Die problembezogene Länge, der für diesen Fall von Churchill [97] abgeleiteten *Nußelt*-Korrelation [\rightarrow Gl. (3.11)], entspricht dem Quotienten aus der Oberfläche der Isolierung und deren Umfang.

$$Nu_{\text{Iso}} = 0,6 [Ra f_1(Pr)]^{1/5} \quad (3.11)$$

$$f_1(Pr) = \left[1 + \left(\frac{0,492}{Pr} \right)^{9/16} \right]^{-16/9} \quad (3.12)$$

Unter Berücksichtigung des Wärmewiderstandes der Isolierung R_{Iso} [\rightarrow Gl. (3.13)] wird der Verlustwärmestrom nach Gleichung (3.14) bestimmt, wobei A_{Iso} der Grundfläche des Verdampfers und t_{Iso} der Dicke der Isolierung entspricht. Der zusätzlich zwischen Heizfolie und Isolierung existierende Kontaktwiderstand bleibt im Rahmen dieser Betrachtung aufgrund dessen unbekannter Größe unberücksichtigt. Dem zufolge wird der Verlust durch die Isolierung überschätzt, was jedoch aufgrund des insgesamt geringen Wärmestroms (\rightarrow Abb. 3.14) zu keiner signifikanten Änderung des Wärmedurchgangskoeffizienten führt.

$$R_{\text{Iso}} = \frac{t_{\text{Iso}}}{\lambda_{\text{Iso}} A_{\text{Iso}}} + \frac{1}{\alpha_{\text{hor}} A_{\text{Iso}}} \quad (3.13)$$

$$\dot{Q}_{\text{Iso}} = \frac{T_V - T_{\text{sat}}(p_{\text{Exp}})}{R_{\text{Iso}}} \quad (3.14)$$

Wärmestromverlust in das Flüssigkeitswehr

Die Bestimmung des Wärmestroms \dot{Q}_{Wehr} vom Verdampfer über den Steg an das Flüssigkeitswehr gestaltet sich deutlich aufwendiger als die im Vorangegangenen beschriebene Bestimmung der beiden Wärmestromverluste \dot{Q}_{ver} und \dot{Q}_{Iso} . Grund hierfür ist, dass sich dieser Verlustterm aus mehreren, nicht

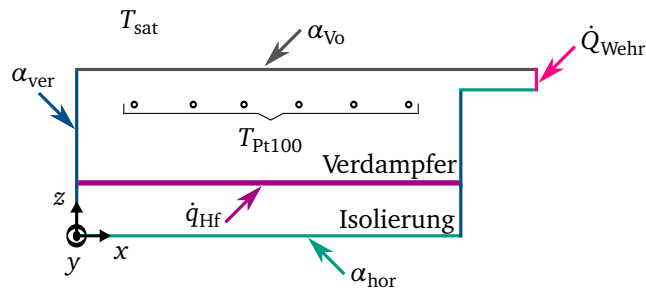


Abbildung 3.11: Rechengebiet zur iterativen Bestimmung von \dot{Q}_{Wehr}

getrennt voneinander berechenbaren Wärmeübertragungsarten zusammensetzt. Da die Stirnseite des Stegs in das Flüssigkeitswehr hineinragt, wird Wärme konvektiv an das Kältemittel übertragen. Zusätzlich fließt Wärme durch Konduktion in den Edelstahlkörper des Wehres, wobei die Kontaktwiderstände am Übergang Steg-O-Ring beziehungsweise Steg-Edelstahl (→ Abb. 3.4) unbekannt sind. Aufgrund dieser Kombination aus Konvektion und Konduktion ist die Berechnung des Wärmestromverlustes \dot{Q}_{Wehr} auf Basis bestehender *Nußelt*-Korrelationen nicht möglich.

Der im Rahmen dieser Arbeit gewählte und im Folgenden erläuterte Ansatz zur Bestimmung des Wärmestromverlusts basiert auf einer iterativen numerischen Berechnung des gesuchten Wertes \dot{Q}_{Wehr} mittels Finite-Elemente-Methode unter Anwendung der Software COMSOL Multiphysics¹⁸. Hierfür wird das reale dreidimensionale Problem durch das in Abbildung 3.11 dargestellte zweidimensionale Rechengebiet abgebildet. Diese Vereinfachung resultiert aus der Annahme, dass der Wärmestrom in y -Richtung klein gegenüber den Wärmeströmen in x - und z -Richtung ist, was die in Anhang A.7 aufgeführten Ergebnisse einer dreidimensionalen Validierungsrechnung bestätigen. Zudem liegt der Berechnung die Annahme eines über die gesamte Verdampferoberfläche homogenen Wärmeübergangskoeffizienten α_{Vo} zugrunde, welcher wie \dot{Q}_{Wehr} ebenfalls unbekannt ist. Für die iterative Berechnung der beiden Unbekannten wird der im Experiment von der Heizfolie abgegebene Wärmestrom durch einen homogenen Quellterm \dot{q}_{Hf} zwischen Verdampfer und Isolierung berücksichtigt sowie die aus den Messdaten bestimmte Sättigungstemperatur im Modell hinterlegt. Zusätzlich wird für eine möglichst realitätsnahe numerische Abbildung der im Experiment auftretenden Wärmestromverluste an den übrigen Rändern des Rechengebietes freie Konvektion angenommen. Die Berechnung der dafür notwendigen Wärmeübergangskoeffizienten α_{ver} und α_{hor} erfolgt im Rahmen der Messdatenauswertung gemäß den in den vorangegangenen Kapiteln beschriebenen Gleichungen.

Innerhalb eines Iterationsschrittes des in Abbildung 3.13 dargestellten Programmablaufplans erfolgt die Berechnung des Temperaturfeldes, wobei die unbekannten Randbedingungen \dot{Q}_{Wehr} und α_{Vo} durch den Programmablauf vorgegeben werden. Die Beurteilung der Lösung erfolgt nach der Gauß'schen Methode der *kleinsten Fehlerquadrate* [21], bei der die Summe der quadratischen Abweichungen zwischen der berechneten Temperatur und den im Experiment gemessenen Werten nach Gleichung (3.15) berechnet

¹⁸ COMSOL Multiphysics®: Version 4.2.1.166 (COMSOL 4.2a). Stockholm, Sweden : 2011

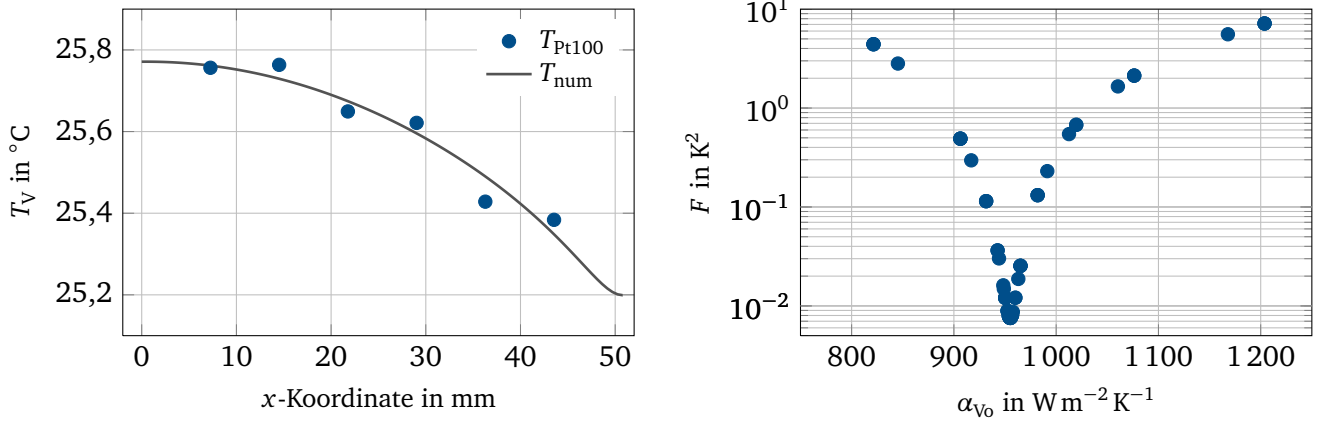


Abbildung 3.12: Ergebnis der Iteration, links: Temperatur innerhalb der Messebene; rechts: Verlauf von F bei konstantem \dot{Q}_{Wehr}

wird. Ziel der Iteration ist es, die Kombination der beiden unbekannten Randbedingungen zu bestimmen, für welche diese Summe minimal ist. In Abbildung 3.12 sind beispielhaft das durch die Iteration bestimmte Temperaturprofil in Höhe der Pt100-Temperatursensoren (links) sowie der iterative Verlauf der Fehlerquadratsumme (rechts) für einen konstanten Verlustwärmestrom \dot{Q}_{Wehr} bei Variation des Wärmeübergangskoeffizienten abgebildet. Im Zuge der Validierung wurde dieses Verfahren auf seine Anwendbarkeit hin mit dem Ergebnis eines uneingeschränkten Einsatzes für das vorliegende zweidimensionale Wärmeleitungsproblem untersucht, da – wie exemplarisch mit dem in Abbildung A.8 aufgeführten Ergebnis belegt – lediglich ein globales Minimum ohne Vorliegen weiterer lokaler Minima existiert. Zusätzlich sind in Anhang A.7 die berechneten Temperaturverläufe bei Variation des gesuchten Verlustwärmestroms \dot{Q}_{Wehr} sowie des ebenfalls iterativ bestimmten Parameters α_{vo} abgebildet. Demnach führt die Erhöhung des Wärmeübergangskoeffizienten zu einer globalen Abnahme des Temperaturniveaus innerhalb des Verdampfers, ohne jedoch die Charakteristik des Verlaufes wesentlich zu beeinflussen. Dem gegenüber führt die Zunahme des Verlustwärmestroms entlang des Stegs ebenfalls zur Abnahme der Verdampfertemperatur sowie zur Zunahme des Temperaturgradienten entlang der x -Achse.

$$F = \sum_{i=1}^6 (T_{Exp,i} - T_{num,i})^2 \quad (3.15)$$

Abschließend sind in Abbildung 3.14 beispielhaft für eine Messreihe die auf Grundlage der erläuterten Berechnungen bestimmten Verlustwärmeströme über dem zugeführten Wärmestrom der Heizfolie aufgetragen. Wie die dargestellten Ergebnisse verdeutlichen, ist der Wärmestrom über den Steg in Richtung des Flüssigkeitswehres der dominierende Verlustterm. Dessen iterative Bestimmung für alle im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messreihen ist zwar sehr rechenaufwendig, für eine korrekte Be-

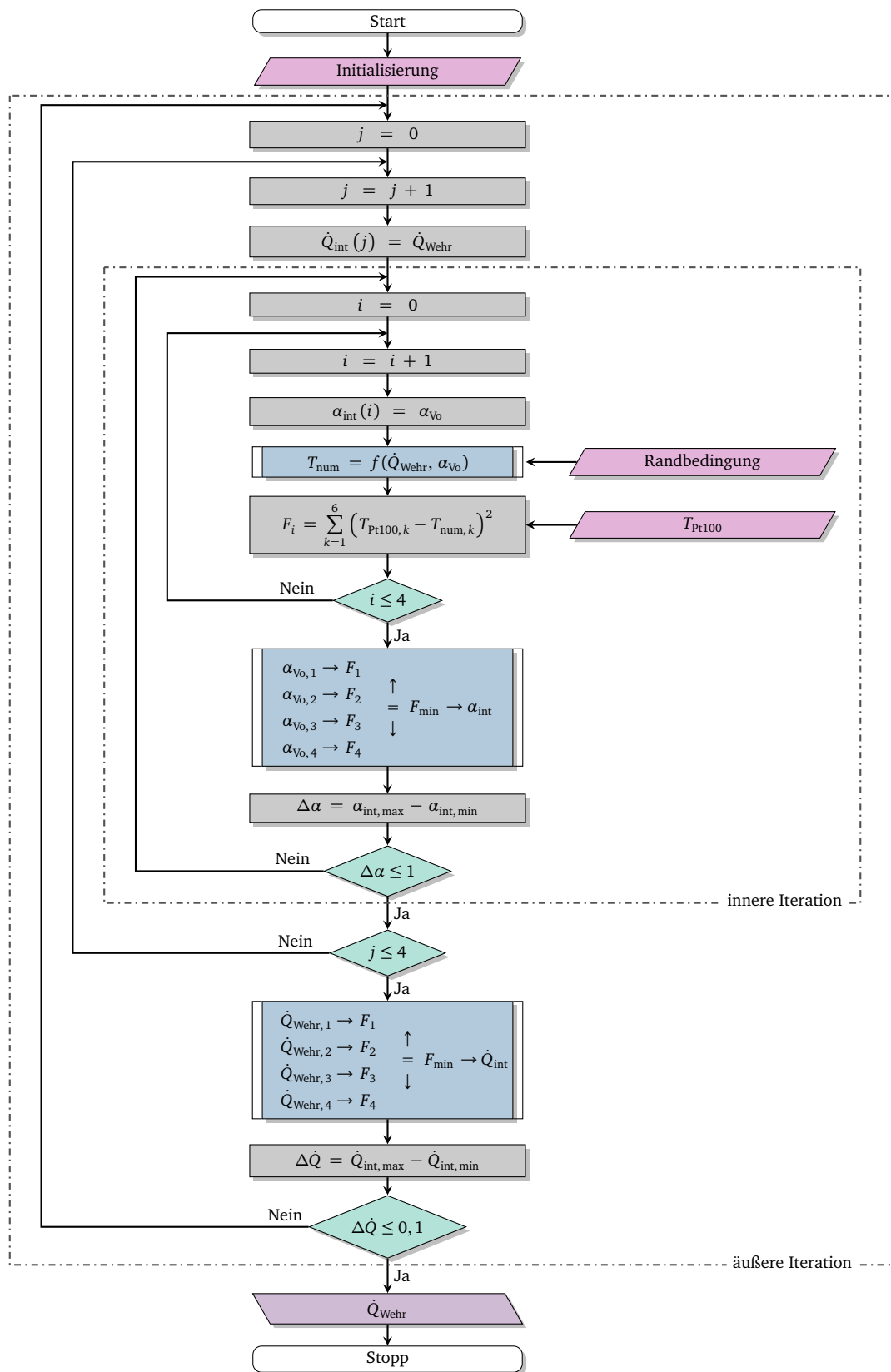


Abbildung 3.13: Programmablaufplan der iterativen Bestimmung von \dot{Q}_{Wehr}

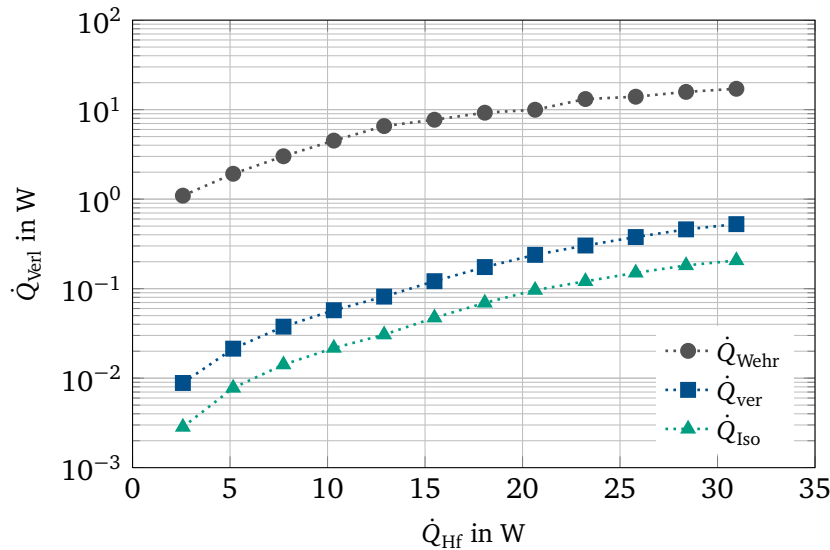


Abbildung 3.14: Verlauf der Verlustwärmeströme über dem zugeführten Wärmestrom

rechnung mit dem Ziel der Vergleichbarkeit der Ergebnisse des im folgenden Unterkapitel erläuterten Wärmedurchgangskoeffizienten aber zwingend erforderlich.

3.4 Definition des Wärmedurchgangskoeffizienten

Für den Vergleich des experimentell bestimmten Wärmeübergangs der untersuchten Verdampfer untereinander sowie bei Variation der Randbedingungen dient der Wärmedurchgangskoeffizient k . Zudem werden anhand dieses Koeffizienten die Ergebnisse des Experiments mit denen des numerischen Modells verglichen. Dieser nach Gleichung 3.16 definierte Koeffizient entspricht dem Verhältnis der über die Verdampferoberfläche übertragenen Wärmestromdichte \dot{q} zur Wandüberhitzung ΔT_W .

$$k = \frac{\dot{q}}{\Delta T_W} \quad (3.16)$$

Die in der Literatur gängigste Definition der Wandüberhitzung entspricht der Differenz zwischen der Temperatur der Oberfläche und der des Kältemitteldampfes im Fernfeld T_∞ [111]. Für die experimentelle Untersuchung wird jedoch, wie auch in dieser Arbeit, anstelle der Oberflächentemperatur zumeist die Temperatur knapp unterhalb der Oberfläche mittels Widerstandsthermometern oder Thermoelementen gemessen. Der aus dieser Annahme resultierende Fehler ist jedoch aufgrund der guten Wärmeleitung des verwendeten Wandmaterials (hier Kupfer) vernachlässigbar klein gegenüber der absoluten Unsicherheit der Temperaturmessung (\rightarrow Abb. A.22). Zusätzlich zu der Messung dieser Temperatur unterhalb der Oberfläche wurde deren berührungslose Bestimmung auf Basis des durch die Infrarotkamera gemessenen Intensitätsfeldes im Rahmen von Vorversuchen getestet. Trotz vorhergehender *in situ*-Kalibrierung der IR-Kamera mit leeren Kapillaren [101] ist die Bestimmung der Temperatur der

trockenen Verdampferoberfläche zwischen den Kältemittelkanälen mit hinreichend kleiner Unsicherheit nicht möglich. Ursache dafür ist die im Spektralbereich der eingesetzten Infrarotkamera ($7,7 - 9,3 \mu\text{m}$) geringe Transmission des Methanoldampfes von 70 % bis 80 % beziehungsweise weniger als 50 % für Acetondampf [106]. Folglich wird die von der Oberfläche emittierte Strahlung bis zu ihrem Auftreffen auf dem Kamerachip abgeschwächt, sodass die daraus berechnete mittlere Oberflächentemperatur, wie in Abbildung A.6 dargestellt, unterhalb der aus den Messwerten der Pt100 berechneten Temperatur \bar{T}_V liegt. Neben der beschriebenen Bestimmung des Absolutwertes ist außerdem die Messung lokaler Temperaturgradienten zwischen den mit Kältemittel benetzten Bereichen und den trockenen Abschnitten der Oberfläche aufgrund der unbekannten Signalabschwächung mit großen Unsicherheiten verbunden. Aus den genannten Gründen eignet sich daher die IR-Thermografie in Kombination mit dem gewählten Versuchsaufbau und den eingesetzten Kältemitteln nicht zur Bestimmung der Oberflächentemperatur des Verdampfers. Daher werden die während der Experimente aufgezeichneten Intensitätsfelder im Rahmen der Datenauswertung lediglich zur Detektion des Blasensiedens genutzt (\rightarrow Abb. A.5).

Im Gegensatz zur Oberflächentemperatur besteht in der Literatur für die Bestimmung der Temperatur des Kältemittels im Fernfeld des Verdampfers T_∞ keine einheitliche Definition. Brandt, Wong und Chen [7, 129] setzen in ihren Arbeiten beispielsweise die Fernfeldtemperatur mit einer „*unmittelbar oberhalb der Kapillarstruktur im Bereich des Verdampfers*“ [7] gemessenen Temperatur gleich. Yang et al. [134] nutzen hingegen zur Bestimmung der Dampftemperatur einen Temperatursensor in der Mitte der adiabaten Zone. Dabei resultiert insbesondere aus der Messung der Dampftemperatur oberhalb der Verdampferoberfläche eine deutliche Abhängigkeit des berechneten Wärmedurchgangskoeffizienten von der gewählten Sensorposition. Grund hierfür ist der sich während der Versuchsdurchführung oberhalb des Verdampfers ausbildenden Temperaturgradient (\rightarrow Abb. 5.2). Im Gegensatz dazu liegt dem in dieser Arbeit gewählten Bestimmungsprinzip der Fernfeldtemperatur, welches auf der Druckmessung basiert, die Annahme eines nahezu konstanten Drucks innerhalb der Messzelle zugrunde, sodass der Wärmedurchgangskoeffizient keine Ortsabhängigkeit aufweist. Zur Überprüfung dieser Annahme sowie zur Abschätzung des sich ausbildenden Temperaturgradienten oberhalb des Verdampfers wurde ein numerisches Modell erstellt, welches den Dampfraum der Messzelle beinhaltet. Unter Einbeziehung der aus den Messdaten des Verdampfers Nr. 1 (Methanol, $T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$) bestimmten effektiven Wärmestromdichte und der Wandüberhitzung wurde das in Anhang A.8 abgebildete Temperatur- und Druckfeld berechnet. Die dieser Berechnung zugrunde liegenden Randbedingungen sind in Tabelle A.7 zusammengefasst. Die Ergebnisse bestätigen die Annahme hinsichtlich eines konstanten Drucks innerhalb der Messzelle und belegen zudem die Existenz eines nicht zu vernachlässigenden Temperaturgradienten oberhalb des Verdampfers. Auf Basis dieser Ergebnisse ist in Abbildung 3.15 die Differenz der Temperatur des Temperaturfeldes T_d und der aus dem Druckfeld mittels Dampfdruckkurve berechneten Sättigungstemperatur $T_{\text{sat}}(p)$ über der Koordinate x aufgetragen. Der zusätzlich in der Abbildung angegeben Wert Δz entspricht dem vertikalen Abstand zur Verdampferoberfläche. Wie durch das dargestellte Ergebnis des numerischen Modells belegt, resultiert aus der Bestimmung der Fernfeldtemperatur mittels Temperatursensor oberhalb der Verdampferoberfläche eine unerwünschte Ortsabhängigkeit des Wärmedurchgangs-

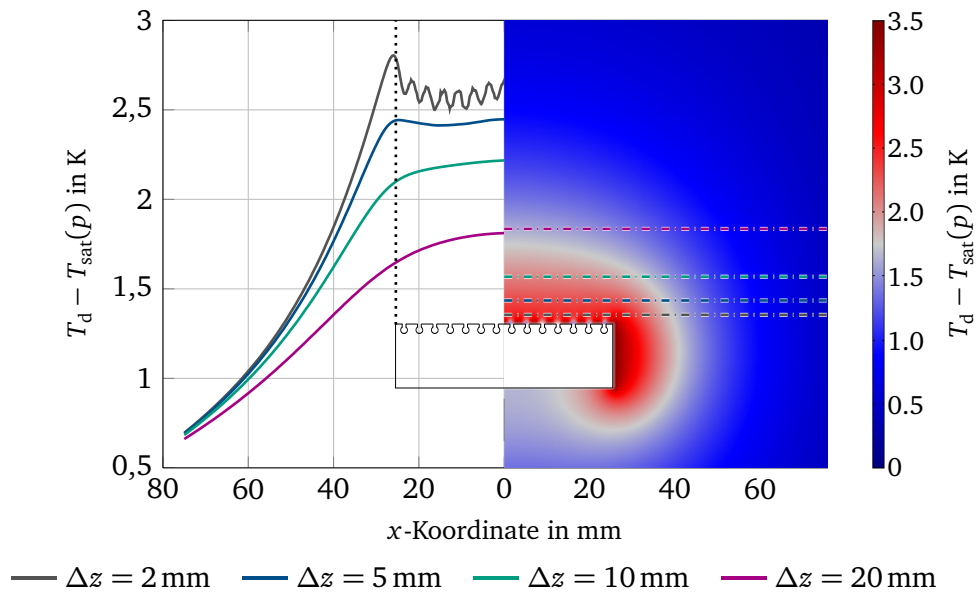


Abbildung 3.15: Temperaturgradient oberhalb der Verdampferoberfläche

koeffizienten, wohingegen die Druckmessung diese Abhängigkeit nicht aufweist. So beträgt in der Mitte des Verdampfers der mittels der Ergebnisse des Temperaturfeldes berechnete Wärmedurchgangskoeffizient bei einem vertikalen Abstand von 2 mm $1477,9 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ und verringert sich auf $794,9 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ bei $z = 20 \text{ mm}$. Im Gegensatz dazu ist der aus dem Dampfdruck berechnete Wert des Wärmedurchgangskoeffizienten mit $401 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ zwar deutlich geringer, dafür jedoch unabhängig vom Abstand zur Oberfläche. Wie anhand dieses Vergleichs verdeutlicht, stellt das in den Zielen der Arbeit formulierte Prinzip zur Bestimmung der Fernfeldtemperatur die Vergleichbarkeit der Ergebnisse sicher, sodass der im weiteren Verlauf der Arbeit genutzte Wärmedurchgangskoeffizient nach unten aufgeführter Gleichung definiert ist. Die zur Berechnung ebenfalls benötigte Bezugsfläche A_{proj} entspricht der projizierten Fläche der Verdampferzone, welche für alle Verdampfer gleich ist.

$$k = \frac{\dot{Q}_{\text{eff}}}{[\bar{T}_{\text{V}} - T_{\text{sat}}(p_{\text{Exp}})] A_{\text{proj}}} \quad (3.17)$$

3.5 Messunsicherheitsbetrachtung

„The very nature of all physical measurements suggests that it is impossible to carry out a measurement of any physical quantity with no error. Hence, whenever the value of a physical quantity is determined through a measurement process, it is only the best estimate of the value of the physical quantity obtained from the given experimental data.“ S. V. Gupta [37]

Jede Messung einer physikalischen Größe ist mit Unsicherheiten behaftet, daher sollte bei der Angabe eines Messwerts immer auch dessen Unsicherheit mit aufgeführt sein, beispielsweise $T = 20 \pm 0,15^\circ\text{C}$. Die Gesamtunsicherheit bei der Messwertbestimmung setzt sich zusammen aus einem *systematischen* und einem *statistischen* Anteil [37]. Der systematische Anteil der Messunsicherheit weist bei mehrfacher Wiederholung der Messung unter identischen Randbedingungen immer den gleichen Wert auf, sodass dessen Reduktion durch wiederholte Messung nicht möglich ist. Unterteilt wird dieser Anteil nochmals in zeitlich *konstante* und *variable* Unsicherheiten [37]. Ist eine Unsicherheit zeitlich unabhängig, so handelt es sich um einen konstanten Anteil, welcher jedoch abhängig von der Größe des Messsignals sein kann, beispielsweise in Form eines Steigungsfehlers bei der Temperaturmessung mittels Thermoelement. Ein Beispiel einer variablen systematischen Unsicherheit ist die Alterung von Messmitteln, welche zeitlich inkonstant und zudem abhängig von Umwelteinflüssen oder deren Belastung sein kann. Zur Reduktion systematischer Unsicherheiten sollten daher alle eingesetzten und für die Aussagekraft der Messung relevanten Messmittel regelmäßig kalibriert und vor Beginn jeder Messung das Messsignal auf Plausibilität geprüft werden. Der statistische Unsicherheitsanteil resultiert aus der Schwankung des Messwertes, welcher innerhalb eines gewissen Streubereichs um den Mittelwert liegt und zufälliger Natur ist. Eine Reduktion dieses Anteils ist daher durch mehrfache Wiederholung der Messung unter Voraussetzung konstanter Randbedingungen möglich. Aus diesem Grund beruht unter anderem, wie in Kapitel 3.2 erläutert, die Messdatenauswertung auf den zeitlich gemittelten Werten der quasistationären Intervalle.

Zusätzlich ist zur Beurteilung der aus den Messwerten berechneten Ergebnisse, neben der Kenntnis der Messunsicherheit, die Berücksichtigung aller zusätzlichen Unsicherheiten sowie deren mathematischer Fortpflanzung relevant, welche in der Literatur zumeist mit dem Begriff der *Fehlerfortpflanzung* beschrieben wird. Sei ψ eine Funktion von n unabhängigen Messgrößen ϕ_n , so berechnet sich die Gesamtunsicherheit $\delta\psi$ als Folge der einzelnen Messunsicherheitsanteile $\delta\phi_n$ nach der Gleichung von Gauß:

$$\delta\psi = \sqrt{\sum_{i=0}^n \left(\frac{\partial\psi}{\partial\phi_n} \delta\phi_n \right)^2} \quad (3.18)$$

Eine weitere häufig unberücksichtigte Ursache zusätzlicher systematischer Unsicherheitsanteile ist die Verwendung von Interpolationen zur Berechnung von Stoffdaten oder deren Bestimmung auf Basis von Tabellenwerten. Je nach verwendeter Berechnungsvorschrift des Stoffwertes kann dessen relative Unsicherheit beispielsweise bis zu 10% betragen [116]. Die Relevanz dieses zusätzlichen Beitrags soll anhand der Berechnung der Sättigungstemperatur aus dem gemessenen Druck mittels der Dampfdruckkurve veranschaulicht werden. Wie in Kapitel 3.1.3 angegeben beträgt die Unsicherheit der Druckmessung $\pm 0,5 \text{ mbar}$. Unter Anwendung der Gleichung (3.18) auf die Dampfdruckkurve für Methanol bei 130 mbar lautet die resultierende Unsicherheit der Sättigungstemperatur $T_{\text{sat}} = 20,17 \pm 0,07^\circ\text{C}$. Unter Berücksichtigung der Unsicherheit des Stoffdatenpolynoms von 0,1% erhöht sich die anzuge-

bende Unsicherheit der Sättigungstemperatur auf $\pm 0,3^\circ\text{C}$, sodass der Anteil des Stoffdatenpolynoms die Gesamtunsicherheit dominiert. Zusammenfassend bleibt festzuhalten, dass für die Beurteilung der experimentellen Ergebnisse neben den Unsicherheiten der Messgrößen ebenfalls die aus der Nutzung von Stoffdatenpolynomen resultierenden Unsicherheitsanteile zu berücksichtigen sind. Zusätzlich zur berechneten Unsicherheit des Wärmedurchgangskoeffizienten nach Gleichung (3.18), ist in Abbildung 5.3 die um den Faktor $k = 2$ erweiterten Unsicherheit des Wärmedurchgangskoeffizienten angegeben. Da von normalverteilten Messwerten ausgegangen wird, entsprechen diese Werte einem Konfidenzintervall der Gesamtunsicherheit von 95,5 %, was für die Beurteilung der Ergebnisse einer ausreichenden Intervallbreite darstellt. [19]

KAPITEL 4

Modellbildung

Bei der Verdampfung von Flüssigkeit aus einer Kapillarstruktur ist der Bereich der 3-Phasen Kontaktlinie, wie in Kapitel 2.2.1 erläutert, für die Beschreibung des Wärmeübergangs von besonderer Bedeutung. Dieser Bereich weist zwar lediglich eine Länge von wenigen Mikrometern auf, ist aber für bis zu 45 % des insgesamt übertragenen Wärmestroms verantwortlich [110]. Fokus der zuvor erläuterten experimentellen Arbeit ist die Untersuchung des Einflusses sich ändernder thermodynamischer und geometrischer Randbedingungen (\dot{q}_{HF} , T_{sat} , $l_{3\text{-KL}}$, A_{Ph}) auf den globalen Wärmeübergang. Die mit der dabei verwendeten Messtechnik (Temperatursensoren + Kameras) minimal auflösbare Längenskala liegt im Millimeterbereich, was eine detaillierte Beschreibung der 3-Phasen Kontaktlinie nicht ermöglicht. Aus dieser Motivation heraus wurde das im Folgenden erläuterte numerische Modell entwickelt, welches die Untersuchung des Wärmeübergangs auf einer Längenskala vom Zentimeterbereich (Größe des Verdampfers) bis in den Mikrometerbereich (Mikrozone) ermöglicht. Ziel des numerischen Modells ist die detaillierte Untersuchung des Wärmeübergangs im Bereich der Mikrozone sowie des Verhältnisses der über die Phasengrenze der Mikro- und Makrozone übertragenen Wärmeströme. Zusätzlich werden durch Variation ausgewählter Parameter die wesentlichen Einflussfaktoren auf den Wärmeübergang untersucht. Das durch das numerische Modell abgebildete Gebiet umfasst den Verdampfer und die in den Kapillaren befindliche Flüssigkeit; die Gasphase bleibt unberücksichtigt. Das Gesamtmodell lässt sich, wie in den folgenden Unterkapiteln beschrieben, in die beiden Teilmodelle *hydrodynamisches Modell* und *Modell des Wärmeübergangs* gliedern, wobei letzteres nochmal in das Modell der Mikrozone und des makroskopischen Wärmeübergangs unterteilt werden kann. Wie im Folgenden gezeigt werden wird, kann die Flüssigkeitsströmung innerhalb der Kanäle als isotherm und der Wärmeübergang als frei von Konvektion betrachtet werden. Dies ermöglicht eine getrennte Modellierung, was die Komplexität der Rechnung vermindert und in einer deutlichen Reduzierung der Rechenzeit resultiert.

4.1 Hydrodynamisches Modell

Für den experimentell untersuchten stationären Wärmeübergang ist die kontinuierliche Versorgung des Verdampfers mit Flüssigkeit zum Ausgleich des durch Verdampfung aus der Kapillare austretenden Massenstroms notwendig. Dieser Flüssigkeitstransport basiert, wie in den Zielen der Arbeit formuliert, ausschließlich auf der Kapillardruckdifferenz, was ebenfalls Grundlage der numerischen Betrachtung ist. Verdampft Flüssigkeit aus einer Kapillare, so muss zum Nachströmen der verdampften Masse der Flüssigkeitsdruck lokal abnehmen, was nach Gleichung (2.1) in einer Zunahme der makroskopischen Krümmung der Phasengrenze resultiert. Kann der mit steigender Krümmung zunehmende Kapillardruck die durch Reibung an der Kanalwand und Scherspannung an der Phasengrenze entstehenden Druckverluste kompensieren, ist eine kontinuierliche Flüssigkeitsversorgung der Verdampferzone möglich. Sind die Druckverluste jedoch größer als der maximale Kapillardruck $\Delta p_{\text{kap,max}}$ der Struktur [\rightarrow Gl. (4.1)], so übersteigt der Verdampfungsmassenstrom die geförderte Flüssigkeitsmenge und der Verdampfer beginnt vom Ende her auszutrocknen.

$$\Delta p_{\text{kap,max}} = \sigma K_{\text{max}} = \frac{2\sigma}{s_1} \cos \theta \quad (4.1)$$

Xu, Carey [133] und Xia et al. [132] unterteilen in ihren Arbeiten die makroskopische Flüssigkeitsströmung innerhalb einer offenen Kapillare in einen axialen und einen radialen Anteil. Wie die Autoren in ihren Arbeiten schreiben, besitzt diese Unterteilung Gültigkeit für offene Kapillarstrukturen, wie beispielsweise V-, Rechteck- oder *Re-Entrant* Kanäle, und wird daher auch im Rahmen dieser Arbeit angewendet. Aufgrund des erhöhten Strömungswiderstandes in Wandnähe findet die axiale Strömung vorrangig im Bereich des durch die Kapillarkraft dominierten Bereichs des makroskopischen Meniskus statt (\rightarrow Anhang A.9). Wie in Kapitel 2.2.1 erläutert, ist die radiale Strömung in Richtung des Bereichs hoher Verdampfungsrate durch den Anteil des *disjoining pressure* dominiert und bleibt bei der Betrachtung der makroskopischen axialen Strömung unberücksichtigt. Neben der Abhängigkeit des Flüssigkeitsdrucks von der makroskopischen Krümmung hat die Form der Phasengrenze, wie durch die Ergebnisse in Abbildung 4.18 verdeutlicht, Einfluss auf den gesamten mittels Kapillarstruktur übertragbaren Wärmestrom. Zur Bestimmung des axialen Verlaufs der makroskopischen Krümmung der Phasengrenze innerhalb eines *Re-Entrant* Kanals wurde ein hydrodynamisches Modell entwickelt. Grundlage dieses Modells bilden die Erhaltungsgleichungen der *Masse*, der *Energie* und des *Impulses*, angewendet auf das in Abbildung 4.1 dargestellte repräsentative Volumenelement der Länge dx , wobei die Kanäle zweiter und dritter Ordnung in Anlehnung an Brandt [7] unberücksichtigt bleiben. Aufgrund der geringen Länge dieser Kanäle sowie der, im Vergleich zum *Re-Entrant* Kanal, deutlich geringeren Strömungsgeschwindigkeit wird angenommen, dass der Flüssigkeitsdruck beziehungsweise die Krümmung der Phasengrenze innerhalb der Mikrokanäle dem Wert an der entsprechenden axialen Position des *Re-Entrant* Kanals entspricht.

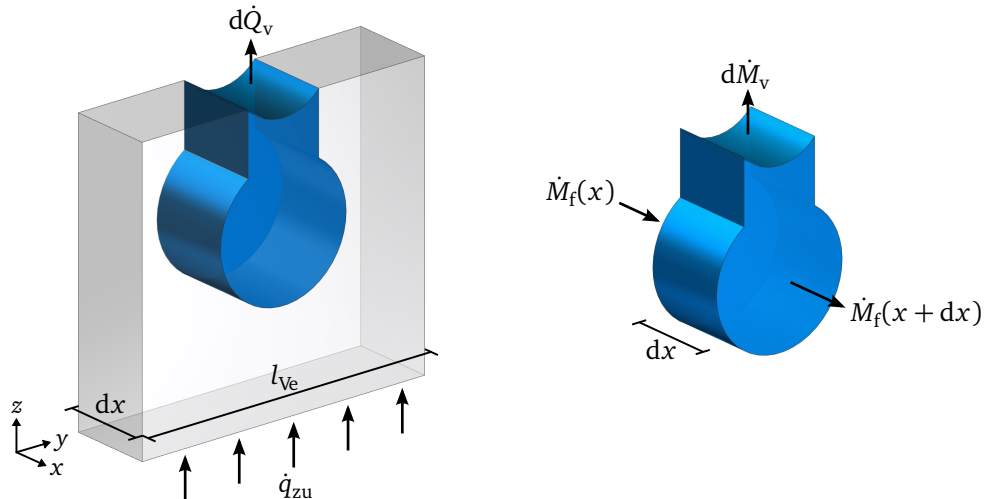


Abbildung 4.1: Volumenelement des hydrodynamischen Modells

Ziel der im folgenden aufgezeigten mathematischen Beschreibung des Flüssigkeitstransportes innerhalb der *Re-Entrant* Kanäle ist die Bestimmung der makroskopischen Krümmung K als Funktion der axialen Koordinate x sowie der im Bereich des Verdampfers vorgegebenen Wärmestromdichte \dot{q}_{zu} . Die Ergebnisse des hydrodynamischen Modells dienen im weiteren Verlauf der Arbeit als Eingangsgröße des in Kapitel 4.2.3 vorgestellten makroskopischen Wärmetransportmodells. Die in diesem Kapitel hergeleiteten Gleichungen zur Bestimmung des Verlaufs der gemittelten axialen Geschwindigkeit $\bar{u}(x)$ sowie der Krümmung $K(x)$ beruhen auf den nachfolgenden Annahmen, wobei lediglich der Fall eines über die gesamte Länge mit Flüssigkeit benetzten *Re-Entrant* Kanals betrachtet wird.

- Die Flüssigkeitsströmung und der Wärmetransport sind stationär.
- Die thermophysikalischen Stoffeigenschaften sind temperatur- und druckunabhängig, die Strömung ist inkompressibel und die Fluide verhalten sich wie Newtonsche Flüssigkeiten. Nach Dorfmueller et al. [27] beträgt die Kompressibilität für Methanol $\kappa_{Met} = 1,2 \cdot 10^{-4} \text{ bar}^{-1}$ und $\kappa_{Ace} = 1,3 \cdot 10^{-4} \text{ bar}^{-1}$ für Aceton. Demnach wäre für eine Volumenverringerung von 1 % eine Druckerhöhung um ungefähr 80 bar notwendig .
- Die makroskopische Krümmung ist über den gesamten Kanalquerschnitt für jede axiale Position konstant [112]. Diese Annahme ist insbesondere dann gerechtfertigt, wenn sowohl die Bond-Zahl $Bo \ll 1$ als auch die Kapillar-Zahl $Ca \ll 1$ sind [7, 132, 90]. Für den vorliegenden Fall eines *Re-Entrant* Kanals in Kombination mit den Kältemitteln Methanol und Aceton beträgt die Größenordnung der Bond-Zahl $\mathcal{O}(10^{-2})$ und die der Kapillar-Zahl $\mathcal{O}(10^{-6})$.
- Der Dampfdruck entlang der *Re-Entrant* Kanäle ist konstant und der Einfluss der Scherspannung an der Phasengrenze ist aufgrund der geringen dynamischen Viskosität des Dampfes $\mathcal{O}(10^{-4} \text{ Pa s})$ vernachlässigbar $\eta_d/\eta_f \ll 1$ [5]. Wie die in Anhang A.8 aufgeführten Ergebnisse belegen, ist diese Annahme für den in Kapitel 3 beschriebenen Versuchsaufbau gerechtfertigt, da der Dampf uneingeschränkt nach oben in Richtung des Kondensators abströmen kann (\rightarrow Abb. 3.4).

- Der Wärmeübergang über die unbenetzte Kanaloberfläche wird vernachlässigt.
- Der axiale Wärmetransport innerhalb der Wand und der Flüssigkeitsströmung wird vernachlässigt.
- Im Bereich der adiabaten Zone findet keine Verdampfung statt $\dot{q}_{zu, ad Z} = 0$.
- Der Einfluss des *disjoining pressure* auf die Flüssigkeitsströmung wird vernachlässigt.

Durch Anwendung der Massenbilanz auf das im rechten Teil der Abbildung 4.1 dargestellte Flüssigkeitselement innerhalb eines *Re-Entrant* Kanals folgt Gleichung (4.2). Darin entspricht $d\dot{M}_v$ dem über der Länge des betrachteten Volumenelements dx verdampfenden Massenstrom.

$$d\dot{M}_v = \dot{M}_f(x) - \dot{M}_f(x + dx) \quad (4.2)$$

Zur Approximation des austretenden flüssigen Massenstroms $\dot{M}_f(x + dx)$ wird dieser nach Gleichung (4.3) mittels einer Taylor-Reihe an der Stelle x entwickelt, wobei nach dem linearen Reihenglied abgebrochen wird.

$$\dot{M}_f(x + dx) \approx \dot{M}_f(x) + \frac{d\dot{M}_f(x)}{dx} dx \quad (4.3)$$

Durch Einsetzen der Gleichung (4.3) in (4.2) folgt Gleichung (4.4). Darin entspricht ρ_f der Flüssigkeitsdichte, A_{Re-E} dem Strömungsquerschnitt des *Re-Entrant* Kanals und \bar{u} der mittleren axialen Strömungsgeschwindigkeit.

$$d\dot{M}_v = -\frac{d\dot{M}_f(x)}{dx} dx = -\rho_f A_{Re-E}(x) \frac{d\bar{u}(x)}{dx} dx \quad (4.4)$$

Die Anwendung der Energiebilanz auf das aus Wand und Flüssigkeit bestehende und im linken Teil der Abbildung 4.1 dargestellte Volumenelement führt zu folgendem Zusammenhang zwischen der zugeführten Wärmestromdichte und dem verdampfenden Massenstrom:

$$d\dot{M}_v \Delta h_v = \dot{q}_{zu} l_{ve} dx \quad (4.5)$$

Das Einsetzen der Massenbilanz nach Gleichung (4.4) in die zuvor formulierte Energiebilanz führt zu der gesuchten mittleren axialen Geschwindigkeit.

$$\bar{u}(x) = \frac{l_{ve}}{\rho_f \Delta h_v} \int \frac{\dot{q}_{zu}}{A_{Re-E}} dx \quad (4.6)$$

Für die Berechnung des axialen Verlaufes $\bar{u}(x)$ wird vereinfachend angenommen, dass der durchströmte Querschnitt entlang des Kanals konstant ist und dem Wert am Übergang vom Flüssigkeitswehr in die Kapillarstruktur $A_{Re-E}(x = 0)$ entspricht. Diese Vereinfachung ist insofern gerechtfertigt, als die Änderung

des durchströmten Querschnitts zwischen minimal gekrümmter Phasengrenze und der zu erwartenden maximalen Krümmung weniger als 0,1 % beträgt und der daraus resultierende Fehler des Verlaufs der Krümmung in der Größenordnung $\mathcal{O}(10^{-4})$ liegt. Grundlage des gesuchten axialen Verlaufs der Krümmung bildet die auf das Flüssigkeitselement angewendete Navier-Stokes'sche Gleichung in x -Richtung.

$$\underbrace{\rho_f \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} \right)}_{\textcircled{1}} = \underbrace{\rho_f g_x}_{\textcircled{2}} - \underbrace{\frac{\partial p}{\partial x}}_{\textcircled{3}} + \underbrace{\eta_f \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right)}_{\textcircled{4}} \quad (4.7)$$

Darin beschreibt die linke Seite der Gleichung $\textcircled{1}$ den Einfluss der Trägheit. Die rechte Seite der Impulsbilanz setzt sich additiv aus dem Term der Gravitation $\textcircled{2}$, der axialen Druckänderung innerhalb der Flüssigkeit $\textcircled{3}$ sowie dem Einfluss der Viskosität $\textcircled{4}$ zusammen. Zur Vereinfachung der Gleichung wird angenommen, dass die Geschwindigkeitskomponenten in y - und z -Richtung klein gegenüber der axialen Komponente sind und daher vernachlässigt werden können $v, w \ll u$. Wegen $v = w = 0$ folgt aus der Kontinuitätsgleichung (4.8), dass der Einfluss der Trägheit in der Impulsbilanz $\textcircled{1}$ vernachlässigbar ist und die Flüssigkeitsströmung wie eine laminare Schichtenströmung behandelt werden kann [104].

$$v = w = 0 \rightarrow \frac{\partial v}{\partial y} = \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad \nabla \cdot \vec{u} = 0 \rightarrow \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (4.8)$$

Mit Gleichung (2.1) und der Annahme eines konstanten Dampfdrucks vereinfacht sich die Impulsbilanz zu Gleichung (4.9). Der Winkel γ entspricht darin dem Neigungswinkel der Kapillarstruktur gegenüber der Horizontalen und g der Gravitationskonstanten. Dabei ist der Einfluss des Neigungswinkels auf die Krümmung der Phasengrenze, wie die Ergebnisse in Abbildung 4.4 belegen, auch für kleine γ -Werte nicht zu vernachlässigen. Zur Beschreibung des viskosen Druckverlustes $\textcircled{4}$ aufgrund von Reibung an der Kanalwand wird der Ansatz von Xu und Carey [133] gewählt, wonach der Einfluss der Viskosität durch den Koeffizienten F_v abgebildet wird.

$$\sigma \frac{dK}{dx} = \rho_f g \sin(\gamma) + F_v(x) \quad (4.9)$$

Diesen Koeffizienten definieren die Autoren nach folgender Gleichung, wobei f_F dem *Fanning friction factor* entspricht:

$$F_v(x) = \frac{2 \rho_f f_F}{d_{h, Re-E}} \bar{u}(x)^2 \quad (4.10)$$

Für den hier betrachteten Fall einer offenen Kanalströmung definieren Ayyaswamy et al. [3] den *Fanning friction factor* als Quotient aus *Poiseuille-Zahl* Po und *Reynolds-Zahl*.

$$f_F = \frac{Po}{Re} \quad (4.11)$$

$$Re(x) = \frac{\bar{u}(x) d_{h, Re-E}}{\nu_f} \quad (4.12)$$

Der für die Berechnung benötigte hydraulische Durchmesser des *Re-Entrant* Kanals $d_{h, Re-E}$ wird aus der durchströmten Fläche A_{Re-E} und dem benetzten Umfang U_{Re-E} nach Gleichung (4.13) gebildet.

$$d_{h, Re-E} = 4 \frac{A_{Re-E}}{U_{Re-E}} \quad (4.13)$$

Einsetzen der Gleichungen (4.11), (4.12) und (4.13) in Gleichung (4.10) führt zu folgender Formulierung des Koeffizienten der viskosen Druckverluste F_v :

$$F_v(x) = \frac{2 \eta_f}{d_{h, Re-E}^2} Po \bar{u}(x) \quad (4.14)$$

Zur Berechnung der *Poiseuille-Zahl* geben Damean und Regtien [20] in ihrer Arbeit Gleichung (4.15) an. Als Folge der getroffenen Annahme konstanter Stoffwerte ist die *Po-Zahl* somit lediglich eine Funktion der Krümmung der Phasengrenze sowie der Geometrie des Strömungskanals.

$$Po = -\frac{1}{2 \eta_f} \frac{d_{h, Re-E}^2}{\bar{u}(K)} \frac{dp_f}{dx} \quad (4.15)$$

Unter Anwendung von Gleichung (2.1) und Berücksichtigung der getroffenen Annahmen kann die *Poiseuille-Zahl* als Funktion der Krümmung formuliert werden:

$$Po = \frac{\sigma}{2 \eta_f} \frac{d_{h, Re-E}^2}{\bar{u}(K)} \frac{dK}{dx} \quad (4.16)$$

Die Berechnung der Ableitung der Krümmung nach der Koordinate x erfolgt durch Lösen der Navier-Stokes'schen Gleichung für den Fall einer horizontalen Strömung ($\gamma = 0$) unter Berücksichtigung der zuvor getroffenen Annahmen.

$$\frac{\sigma}{\eta_f} \frac{dK}{dx} = - \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) \quad (4.17)$$

Die Lösung dieser partiellen Differentialgleichung zweiter Ordnung (4.18) erfolgt durch Anwendung der Finite-Elemente-Methode¹ auf das in Abbildung A.12 dargestellte zweidimensionale Flüssigkeitsgebiet. Die notwendigen Randbedingungen sowie der Nachweis der Gitterunabhängigkeit können dem Anhang A.9 entnommen werden. Der zur Lösung der Gleichung benötigte Koeffizient f_{PDE} ist frei wählbar, da das Produkt aus f_{PDE} , $d_{\text{h, Re-E}}^2$ und $\bar{u}_{\text{PDE}}^{-1}$ bei vorgegebener Geometrie konstant und daher unabhängig von der Wahl des Parameters f_{PDE} ist.

$$\left(\frac{\partial^2 u_{\text{PDE}}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_{\text{PDE}}}{\partial y^2} \right) = -f_{\text{PDE}} \quad (4.18)$$

Aus der numerischen Lösung des Geschwindigkeitsfeldes $u_{\text{PDE}}(y, z)$ wird nach Gleichung (4.19) die über den Strömungsquerschnitt gemittelte Geschwindigkeit \bar{u}_{PDE} berechnet.

$$\bar{u}_{\text{PDE}}(K) = \frac{1}{A_{\text{Re-E}}(K)} \int_A u_{\text{PDE}}(y, z) dA \quad (4.19)$$

Durch Einsetzen dieser Geschwindigkeit sowie des hydraulischen Durchmessers für verschiedene Werte der Krümmung in Gleichung (4.20) erhält man den in Abbildung 4.2 dargestellten Verlauf der *Poiseuille*-Zahl als Funktion der Krümmung. Für die zu erwartenden kleinen Krümmungen der Phasengrenze ($K < 1000 \text{ m}^{-1}$) ist die *Po*-Zahl nahezu konstant. Aus diesem Grund wird für die Berechnung des axialen Verlaufs der Krümmung vereinfachend angenommen, dass sich die *Poiseuille*-Zahl entlang des *Re-Entrant* Kanals nicht ändert und dem Wert am Übergang Flüssigkeitswehr-Kapillarstruktur [$Po(K \rightarrow 0) = 14,15$] entspricht.

$$Po(K) = \frac{f_{\text{PDE}} d_{\text{h, Re-E}}(K)^2}{\bar{u}_{\text{PDE}}(K)} \quad (4.20)$$

Einsetzen der Gleichung (4.14) in (4.9), unter Annahme konstanter *Poiseuille*-Zahl, führt auf die gewöhnliche lineare Differentialgleichung 1. Ordnung des Krümmungsverlaufes, welche für die Bereiche *adiabate Zone* und *Verdampfer* analytisch gelöst wird.

$$\frac{dK}{dx} = \frac{\rho_f g}{\sigma} \sin(\gamma) + \frac{2 \eta_f}{\sigma d_{\text{h, Re-E}}^2} Po \bar{u}(x) \quad (4.21)$$

¹ The MathWorks Inc. MATLAB : Version 8.2.0 (R2013b). Natick, United States : 2013; Partial Differential Equation Toolbox

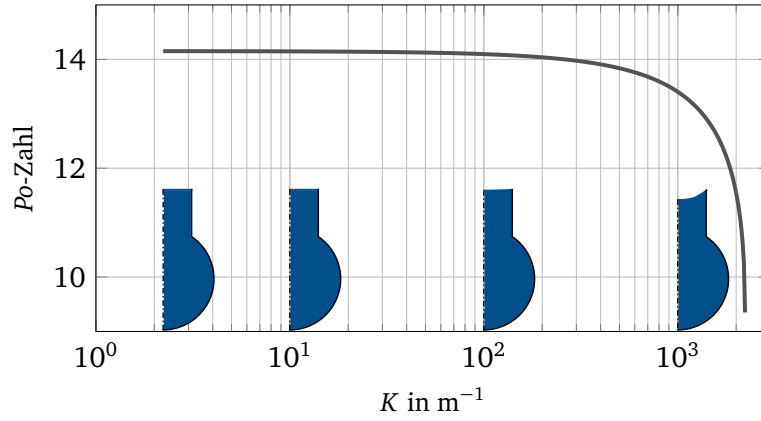


Abbildung 4.2: Verlauf der *Poiseuille*-Zahl des *Re-Entrant* Kanals über der Krümmung

Adiabate Zone $0 \leq x \leq l_{\text{adz}}$

Begründet in der Annahme, dass innerhalb der adiabaten Zone keine Verdampfung stattfindet, ist die mittlere axiale Geschwindigkeit in diesem Bereich konstant und entspricht der maximalen Geschwindigkeit innerhalb des *Re-Entrant* Kanals nach Gleichung (4.22). Ausgehend von einer ebenen Phasengrenze am Übergang vom Flüssigkeitswehr in die Kapillare [8, 132] lautet die Lösung der Differentialgleichung folgendermaßen, wobei l_v die Länge des Verdampfers angibt:

$$\bar{u}(x) = \bar{u}_{\text{max}} = \frac{\dot{q}_{\text{zu}}}{\rho_f \Delta h_v} \frac{l_{\text{ve}} l_v}{A_{\text{Re-E}}} \quad (4.22)$$

$$K(x) = \frac{\rho_f g}{\sigma} \sin(\gamma) x + \frac{2 \eta_f}{\sigma d_{\text{h, Re-E}}^2} Po \bar{u}_{\text{max}} x \quad (4.23)$$

Verdampfer $l_{\text{adz}} \leq x \leq (l_{\text{adz}} + l_v)$

Innerhalb der Verdampfungszone nimmt die axiale Geschwindigkeit vom Maximalwert \bar{u}_{max} zu Beginn ($x = l_{\text{adz}}$) aufgrund der homogen zugeführten Wärmestromdichte linear bis auf den Wert Null am Ende des *Re-Entrant* Kanals ab, siehe Gleichung (4.24). Mit der Übergangsbedingung der Krümmung nach Gleichung (4.25) ist der Verlauf der Krümmung nach Gleichung (4.26) definiert.

$$\bar{u}(x) = \frac{\dot{q}_{\text{zu}}}{\rho_f \Delta h_v} \frac{l_{\text{ve}}}{A_{\text{Re-E}}} [(l_{\text{adz}} + l_v) - x] \quad (4.24)$$

$$K(x = l_{\text{ad}Z}) = \frac{\rho_f g}{\sigma} \sin(\gamma) l_{\text{ad}Z} + \frac{2 \eta_f}{\sigma d_{\text{h}, \text{Re-E}}^2} Po \bar{u}_{\text{max}} l_{\text{ad}Z} \quad (4.25)$$

$$K(x) = \frac{\rho_f g}{\sigma} \sin(\gamma) x + \frac{2 \dot{q}_{\text{zu}} \eta_f}{\sigma \rho_f \Delta h_v} \frac{Po l_{\text{ve}}}{d_{\text{h}, \text{Re-E}}^2 A_{\text{Re-E}}} \left[(l_{\text{ad}Z} + l_v) x - \frac{1}{2} (x^2 + l_{\text{ad}Z}^2) \right] \quad (4.26)$$

4.1.1 Ergebnisse des hydrodynamischen Modells

Im folgenden Unterkapitel werden die Ergebnisse des hydrodynamischen Modells vorgestellt sowie der Einfluss getroffener Annahmen auf die Ergebnisse diskutiert. Die für diese Berechnung notwendigen Stoffdaten der betrachteten Flüssigkeiten Methanol und Aceton entsprechen deren Werten bei 20°C und Sättigungszustand (→ Tab. A.4, A.5). In Abbildung 4.3 sind die Verläufe der mittleren axialen Geschwindigkeit \bar{u} und der makroskopischen Krümmung der Phasengrenze K über der axialen Koordinate x aufgetragen. Bedingt durch die deutlich geringere Verdampfungsenthalpie des Acetons ist dessen Geschwindigkeit höher als die des Methanols, jedoch sind die absoluten Werte für beide Kältemittel sehr gering, was die zuvor getroffene Annahme einer schleichenden Strömung ($Re \rightarrow 0$) rechtfertigt. Ausgehend von einer ebenen Phasengrenze am Übergang Flüssigkeitswehr-Kapillarstruktur nimmt die Krümmung in axialer Richtung stetig zu und erreicht ihren Maximalwert am Ende des *Re-Entrant* Kanals. Wie zu erwarten resultiert die Steigerung der zugeführten Wärmestromdichte und damit des Verdampfungsmassenstroms in einer Zunahme der Krümmung, wobei diese für Aceton aufgrund der höheren Strömungsgeschwindigkeit größer ist. Die Ergebnisse beider Kältemittel unterscheiden sich jedoch nicht wesentlich voneinander, weshalb im Weiteren ausschließlich auf die Ergebnisse für Methanol eingegangen wird. Sofern nicht explizit erwähnt besitzen daher die in diesem Unterkapitel getroffenen Aussagen ebenfalls Gültigkeit für die Aceton-Strömung innerhalb des *Re-Entrant* Kanals.

Die berechneten Werte der Krümmung der Phasengrenze einer horizontalen Flüssigkeitsströmung weisen für den im Experiment maximal zugeführten Wärmestrom nur geringe Werte auf ($K < 20 \text{ m}^{-1}$), was bei makroskopischer Betrachtung einer nahezu ebenen Phasengrenze entspricht. Diese Aussage wird durch die während der Experimente mit der S/W-Kamera gemachten Aufnahmen bestätigt (→ Abbildung A.13), wonach der *Re-Entrant* Kanal bis zu seinem Ende komplett gefüllt ist und die Phasengrenze lediglich eine minimale Krümmung aufweist. Im Graph oben links der Abbildung 4.4 ist der axiale Verlauf der Krümmung für unterschiedliche *Pouiseuille*-Zahlen aufgetragen. Aus Gleichung (4.21) wird deutlich, dass die *Po*-Zahl lediglich Einfluss auf den viskosen Term hat und eine geringfügige Abnahme ihres Wertes in keiner signifikanten Änderung des Krümmungsverlaufes resultiert. Dieser Zusammenhang rechtfertigt die zuvor getroffene Annahme konstanter *Pouiseuille*-Zahl für Krümmungswerte kleiner 1000 m^{-1} . Rechts daneben ist der Verlauf der Krümmung, für die im Rahmen der experimentellen Arbeit untersuchten Sät-

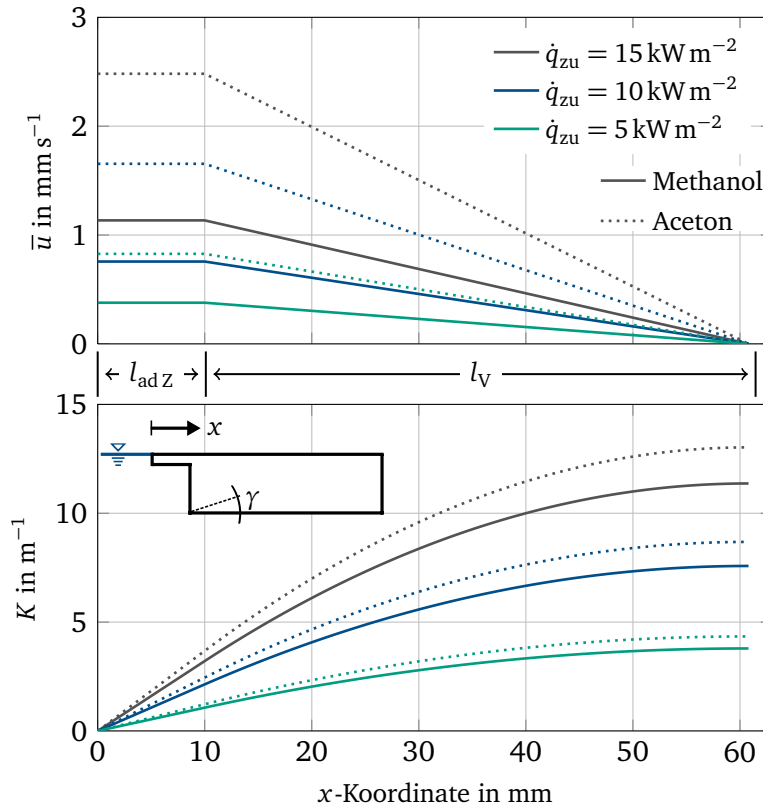


Abbildung 4.3: Verlauf der mittleren Strömungsgeschwindigkeit \bar{u} und der Krümmung K entlang eines *Re-Entrant* Kanals ($T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$, $Po = 14,15$, $\gamma = 0^\circ$)

tigungstemperaturen, über der Koordinate x aufgetragen. Diese Ergebnisse verdeutlichen, dass sich die Phasengrenze bei abnehmender Sättigungstemperatur zunehmend krümmt, die Änderung jedoch im untersuchten Temperaturbereich gering ist.

In Abbildung 4.4 unten links sind für verschiedene Neigungswinkel des *Re-Entrant* Kanals die axialen Verläufe der Krümmung aufgetragen. Im Gegensatz zu den zuvor aufgeführten Einflussfaktoren \dot{q}_{zu} , Po und T_{sat} resultiert bereits aus einer geringfügigen Neigung eine deutliche Zunahme des Krümmungswertes längs des Kanals. Ist die Krümmung in einer horizontalen Kapillare lediglich abhängig von der Viskosität, so wird diese innerhalb eines geneigten Kanals zusätzlich durch die Gravitation beeinflusst. Für einen Neigungswinkel von $0,02^\circ$ ist dieser Einfluss in der gleichen Größenordnung wie der Einfluss der Viskosität, wohingegen für Werte $\gamma \geq 0,05^\circ$ die Gravitation dominiert. Um im Rahmen der experimentellen Versuchsdurchführung der Anforderung einer horizontalen Kapillarstruktur gerecht zu werden, wurden die Verdampfer bei Einbau in die Messzelle horizontal mittels Wasserwaage ausgerichtet. Die damit verbundene Unsicherheit beträgt nach einer konservativen Abschätzung $\gamma \pm 1^\circ$ und darf daher nicht vernachlässigt werden. Aus diesem Grund werden neben den berechneten Krümmungen der horizontalen Kapillare zusätzlich die Werte eines um ein Grad geneigten *Re-Entrant* Kanals als Eingabeparameter an das Modell des makroskopischen Wärmetransportes (\rightarrow Kap. 4.2.3) übergeben. Zusätzlich sind im Graph rechts unten die Verläufe des nach Gleichung (2.1) bestimmten Kapillardrucks Δp_{kap} für verschiedene Neigungswinkel dargestellt. Wie die Ergebnisse belegen, liegt der Wert des Kapillardrucks

für einen um ein Grad geneigten Kanal deutlich unterhalb des nach Gleichung (4.1) bestimmten maximalen Kapillardrucks von 50 Pa, was nochmals die Annahme einer vollständig gefüllten Kapillarstruktur bestätigt.

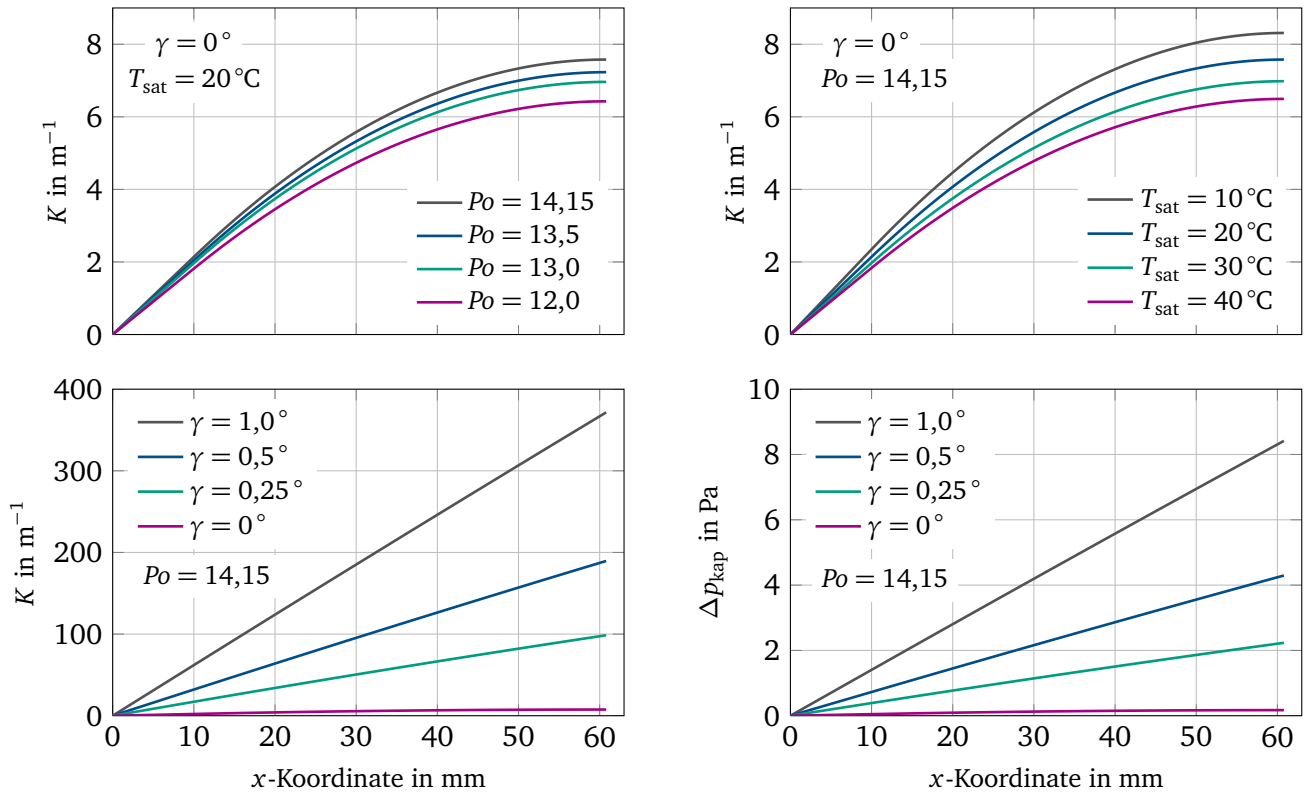


Abbildung 4.4: Einfluss der Po -Zahl, der Sättigungstemperatur und des Neigungswinkels auf die Krümmung und den Kapillardruck (Methanol, $\dot{q}_{zu} = 10 \text{ kW m}^{-2}$)

4.2 Modell des Wärmeübergangs

Im Folgenden wird das zweidimensionale Modell zur numerischen Beschreibung des Wärmeübergangs während der Verdampfung aus einem Mikrokanal und, wie in Abbildung 4.5 dargestellt, eines *Re-Entrant* Kanals vorgestellt. Wie in der Einleitung dieses Kapitels aufgeführt, ist dabei der Wärmeübergang innerhalb der Mikrozone von besonderem Interesse. Die in in diesem Längenskalenbereich $[\leq \mathcal{O}(10^{-6} \text{ m})]$ auftretenden physikalischen Phänomene können jedoch nicht durch das gewählte numerische Gitter des Makromodells aufgelöst werden. Aus diesem Grund wird der Wärmeübergang innerhalb der Mikrozone basierend auf dem von Stephan und Busse [110] vorgestellten und von Batzdorf [5] erweiterten Modell beschrieben. Die Ergebnisse dieses im Folgenden vorgestellten Mikrozonensmodells werden parametrisiert und neben den Ergebnissen des hydrodynamischen Modells als Randbedingung im makroskopischen Modell implementiert, was die detaillierte Beschreibung des Wärmeübergangs über mehrere Größenordnungen ermöglicht $[\leq \mathcal{O}(10^{-6} \text{ m}) - \mathcal{O}(10^{-3} \text{ m})]$.

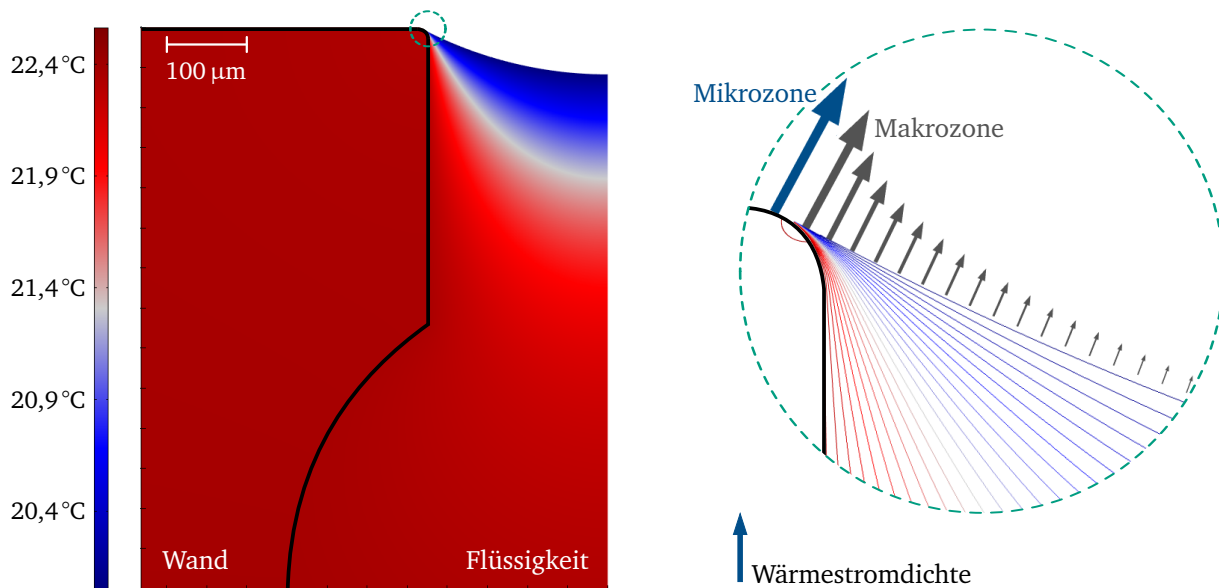


Abbildung 4.5: Temperaturfeld der Wand und des Kältemittels im *Re-Entrant* Kanal

4.2.1 Wärmeübergang im Bereich der Mikrozone

Das eindimensionale Modell der Mikrozone dient der Beschreibung des Wärmeübergangs unter Berücksichtigung der in diesem Bereich nicht vernachlässigbaren intermolekularen Kräfte zwischen Wand und Flüssigkeit sowie des Wärmewiderstandes an der Phasengrenze Flüssigkeit-Dampf. Wie bereits in Kapitel 2.2.1 ausführlich beschrieben ändert sich entlang der Mikrozone sowohl die Krümmung der Phasengrenze als auch deren Temperatur, sodass diese die Sättigungstemperatur im Fernfeld deutlich übersteigt. Die Darstellung der Mikrozone erfolgt in einem ξ, η -Koordinatensystem, wobei ξ parallel und η normal zur Wand verläuft. Die Position $\xi = 0$ kennzeichnet darin den Übergang vom adsorbierten Film in den Bereich des verdampfenden Meniskus und ξ_{Mik} markiert das Ende der Mikrozone. Wie Batzdorf in seiner Arbeit [5] zeigt, beschreibt das eindimensionale Modell den Wärmeübergang im Bereich der Mikrozone sehr gut. Lediglich der über die Länge der Mikrozone integrierte Wärmestrom wird für den im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Fall einer unbewegten Kontaktlinie leicht unterschätzt, was Batzdorf auf die Zwei- bzw. Dreidimensionalität des Temperaturfeldes innerhalb der Flüssigkeit zurückführt.

Durch Lösen des Mikrozonensmodells ist die Berechnung des über die Länge der Mikrozone ξ_{Mik} integral übertragenen Wärmestroms von der Wand an die Dampfphase \dot{Q}_{Mik} möglich. Daneben werden die Verläufe der Dicke des Flüssigkeitsfilms δ in η -Richtung sowie des Kontaktwinkels θ_{Mik} innerhalb der Mikrozone berechnet. Der Wert des integralen Wärmestroms am Ende der Mikrozone dient als Randbedingung des Makromodells, wohingegen die Lage der makroskopischen Phasengrenze innerhalb des Kanals durch die Werte der Filmdicke und des Kontaktwinkels am Ende der Mikrozone sowie durch die Länge ξ_{Mik} festgelegt ist (\rightarrow Abb. 4.13). Die Eingangsgrößen des Mikrozonensmodells sind, neben

thermophysikalischen Stoffdaten der untersuchten Kältemittel, die Sättigungstemperatur T_{sat} , die über die Länge der Mikrozone konstant angenommene Wandüberhitzung $\Delta T_{\text{W,Mik}}$ sowie die durch das hydrodynamische Modell berechnete makroskopische Krümmung der Phasengrenze K . Dem Modell der Mikrozone liegen außerdem folgende Annahmen zugrunde:

- Die Flüssigkeitsströmung und der Wärmetransport sind stationär.
- Die thermophysikalischen Stoffeigenschaften sind temperatur- und druckunabhängig, die Strömung ist inkompressibel und die Fluide verhalten sich wie Newtonsche Flüssigkeiten (vgl. S. 65).
- Die Wand wird aufgrund der geringen Länge der Mikrozone als eben angesehen und deren Temperatur ist konstant.
- Der Wärmetransport in der Flüssigkeit ist eindimensional (η -Richtung) und, wie Stephan [108] zeigt, der konvektive Wärmetransport vernachlässigbar.
- Die Strömung ist schleichend ($Re \rightarrow 0$) und die Geschwindigkeitskomponente normal zur Wand vernachlässigbar ($u_\eta \ll u_\xi$).
- Der Einfluss der Gravitation auf die Strömung ist vernachlässigbar.
- Oberhalb der Mikrozone liegt gesättigter Dampf bei konstantem Druck vor.
- Aufgrund der geringen dynamischen Viskosität des Dampfes $\eta_d/\eta_f \ll 1$ ist die Scherspannung an der Phasengrenze vernachlässigbar [5].

Unter Berücksichtigung der zuvor aufgeführten Annahmen lauten die Erhaltungsgleichungen der *Masse*, der *Energie* und des *Impulses*, angewendet auf das in Abbildung 4.6 dargestellte Volumenelement der Flüssigkeit innerhalb der Mikrozone, wie folgt:

$$\begin{aligned}
 d\dot{M}_v &= \dot{M}(\xi + d\xi) - \dot{M}(\xi) \\
 d\dot{Q}_v &= d\dot{Q}_{\text{Mik}} = d\dot{M}_v \Delta h_v \\
 \frac{\partial p_l}{\partial \xi} &= \eta_f \frac{\partial^2 u_\xi}{\partial \eta^2}
 \end{aligned} \tag{4.27}$$

Aufbauend auf diesen drei Erhaltungsgleichungen leitet Batzdorf [5] ein System aus vier nichtlinearen Differentialgleichungen erster Ordnung her, wobei die von ihm berücksichtigte Geschwindigkeit der Kontaklinie in ξ -Richtung für den in dieser Arbeit betrachteten Fall einer ruhenden Kontaklinie

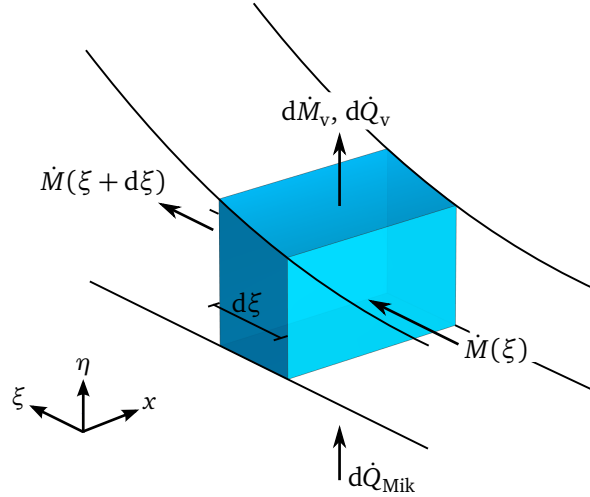


Abbildung 4.6: Volumenelement des Mikrozonenmodells

unberücksichtigt bleibt. Das Gleichungssystem (4.28) entspricht den Gleichungen von Stephan [108], erweitert von Batzdorf um den Anteil des *recoil pressure* und die Korrektur der Phasengrenzfläche.

$$\begin{aligned}
 \frac{d\delta}{d\xi} &= \delta' \\
 \frac{d\delta'}{d\xi} &= \frac{(1 + \delta'^2)^{1,5}}{\sigma} \left(p_{\text{kap,Mik}} - \frac{A_{\text{Disp}}}{\delta^3} + \frac{1}{\Delta h_v^2} \left(\frac{T_{\text{W,Mik}} - T_{\text{sat}} \left(1 + \frac{p_{\text{kap,Mik}}}{\Delta h_v \rho_l} \right)}{\frac{\delta \sqrt{1 + \delta'^2}}{\lambda_1} + R_{\text{Ph}}} \right)^2 \left(\frac{1}{\rho_d} - \frac{1}{\rho_l} \right) \right) \\
 \frac{dp_{\text{kap,Mik}}}{d\xi} &= -\frac{3\nu_l}{\delta^3 \Delta h_v} \dot{Q}_{\text{Mik}} \\
 \frac{d\dot{Q}_{\text{Mik}}}{d\xi} &= \frac{T_{\text{W,Mik}} - T_{\text{sat}} \left(1 + \frac{p_{\text{kap,Mik}}}{\Delta h_v \rho_l} \right)}{\frac{\delta}{\lambda_1} + \frac{R_{\text{Ph}}}{\sqrt{1 + \delta'^2}}}
 \end{aligned} \quad (4.28)$$

Durch lösen dieser vier Differentialgleichungen erhält man den Verlauf der Filmdicke δ , ihrer Steigung δ' , der um die Adhäsionskräfte erweiterten Druckdifferenz an der Phasengrenze $p_{\text{kap,Mik}}$ sowie des entlang der Koordinate ξ integrierten Wärmestroms \dot{Q}_{Mik} . Zur Integration der vier linearen Differentialgleichungen werden die im Folgenden aufgeführten Randbedingungen am Übergang vom adsorbierten Film in den Bereich der Mikrozone benötigt. Die in der Literatur häufig angewandte Einteilung des Flüssigkeitsgebietes in die drei Abschnitte des *makroskopischen Meniskus* (I, $\xi > \xi_{\text{Mik}}$), des *verdampfenden dünnen Films* (II, $0 < \xi < \xi_{\text{Mik}}$) und des *adsorbierten Films* (III) (\rightarrow Abb. 2.7) sieht vor, dass im Bereich III die Filmdicke konstant ist. Folglich ist am Beginn der Mikrozone (Bereich II) die Steigung null und die Dicke des adsorbierten Films δ_{ad} wird nach Gleichung (4.30) berechnet. Eine weitere häufig in

der Literatur [5, 108] getroffene Annahme ist, dass die Temperatur der Phasengrenze innerhalb des adsorbierten Films der Wandtemperatur in diesem Bereich entspricht. Demzufolge ist dieser Bereich unter Vernachlässigung der freien Konvektion adiabat und der nach Gleichung (4.29) berechnete Kapillardruck im adsorbierten Film konstant.

$$p_{\text{kap,Mik}}(\xi = 0) = p_{\text{kap,ad}} = \Delta h_v \rho_f \left(\frac{T_{\text{W,Mik}}}{T_{\text{sat}}} - 1 \right) \quad (4.29)$$

$$\delta(\xi = 0) = \delta_{\text{ad}} = \left(\frac{A_{\text{Disp}}}{\Delta h_v \rho_f \left(\frac{T_{\text{W,Mik}}}{T_{\text{sat}}} - 1 \right)} \right)^{1/3} \quad (4.30)$$

$$\delta'(\xi = 0) = 0 \quad (4.31)$$

$$\dot{Q}_{\text{Mik}}(\xi = 0) = 0 \quad (4.32)$$

Da sich die einzelnen Terme des Differentialgleichungssystems in der Größenordnung ihrer Werte deutlich unterscheiden $[\delta = \mathcal{O}(10^{-7} \text{ m}) \leftrightarrow p_{\text{kap,Mik}} = \mathcal{O}(10^7 \text{ Pa})]$, schlägt Stephan hinsichtlich einer zeiteffizienten Berechnung die Lösung eines dimensionslosen Gleichungssystems vor. Zur Überführung der dimensionsbehafteten Darstellung in eine dimensionslose Schreibweise bezieht Stephan die Koordinate ξ , die Filmdicke δ sowie den Kapillardruck $p_{\text{kap,Mik}}$ auf die entsprechenden Werte im adsorbierten Flüssigkeitsfilm. Zur Entdimensionierung des integrierten Wärmestroms \dot{Q}_{Mik} ist dieser auf das Produkt aus Wärmeleitfähigkeit der Flüssigkeit und Wandüberhitzung bezogen.

$$\begin{aligned} \xi^* &= \frac{\xi}{\delta_{\text{ad}}} \\ \delta^* &= \frac{\delta}{\delta_{\text{ad}}} \\ \delta'^* &= \delta' \\ p_{\text{kap,Mik}}^* &= \frac{p_{\text{kap,Mik}}}{p_{\text{kap,ad}}} \\ \dot{Q}_{\text{Mik}}^* &= \frac{\dot{Q}_{\text{Mik}}}{\lambda_f (T_{\text{W,Mik}} - T_{\text{sat}})} \end{aligned} \quad (4.33)$$

Durch Einsetzen der dimensionslosen Größen (4.33) in das dimensionsbehaftete Gleichungssystem (4.28) erhält man die folgenden vier entdimensionierten Differentialgleichungen:

$$\begin{aligned}
 \frac{d\delta^*}{d\xi^*} &= \delta'^* \\
 \frac{d\delta'^*}{d\xi^*} &= D_1 (1 + \delta'^{*2})^{1,5} \left(p_{\text{kap,Mik}}^* - \frac{1}{\delta^{*3}} + D_4 \left(\frac{1 - p_{\text{kap,Mik}}^*}{\delta^* \sqrt{1 + \delta'^{*2}} + D_3} \right)^2 \right) \\
 \frac{dp_{\text{kap,Mik}}^*}{d\xi^*} &= - \frac{D_2 \dot{Q}_{\text{Mik}}^*}{\delta^{*3}} \\
 \frac{d\dot{Q}_{\text{Mik}}^*}{d\xi^*} &= \frac{1 - p_{\text{kap,Mik}}^*}{\delta^* + D_3 \frac{1}{\sqrt{1 + \delta'^{*2}}}}
 \end{aligned} \tag{4.34}$$

Die zur Lösung ebenfalls benötigten Konstanten lauten in dimensionsloser Form wie folgt:

$$\begin{aligned}
 D_1 &= \frac{\delta_{\text{ad}} p_{\text{kap,ad}}}{\sigma} \\
 D_2 &= \frac{3 \nu_1}{\Delta h_v} \frac{\lambda_1 (T_{\text{W,Mik}} - T_{\text{sat}})}{\delta_{\text{ad}}^2 p_{\text{kap,ad}}} \\
 D_3 &= R_{\text{ph}} \frac{\lambda_1}{\delta_{\text{ad}}} \\
 D_4 &= \frac{\lambda_1^2 (T_{\text{W,Mik}} - T_{\text{sat}})^2}{p_{\text{kap,ad}} \delta_{\text{ad}}^2 \Delta h_v^2} \left(\frac{1}{\rho_d} - \frac{1}{\rho_l} \right)
 \end{aligned} \tag{4.35}$$

Die nach den Gleichungen (4.29 – 4.32) definierten Randbedingungen am Übergang vom adsorbierten Film zur Mikrozone lauten demnach in dimensionsloser Form folgendermaßen:

$$\begin{aligned}
 \delta^* (\xi^* = 0) &= 1 \\
 \delta'^* (\xi^* = 0) &= 0 \\
 p_{\text{kap,Mik}}^* (\xi^* = 0) &= 1 \\
 \dot{Q}_{\text{Mik}}^* (\xi^* = 0) &= 0
 \end{aligned} \tag{4.36}$$

Wie in den Annahmen des Mikrozonenmodells definiert, ist die Wandtemperatur entlang der Koordinate ξ konstant und setzt sich nach Gleichung (4.37) additiv aus der Sättigungstemperatur T_{sat} und der für die Berechnung vorgegebenen Wandüberhitzung $\Delta T_{\text{W,Mik}}$ zusammen.

$$T_{\text{W,Mik}} = T_{\text{sat}} + \Delta T_{\text{W,Mik}} \tag{4.37}$$

Liegen wie im Bereich der Mikrozone hinreichend dünne Flüssigkeitsfilme vor, so sind die Wärmewiderstände des Flüssigkeitsfilms und der Phasengrenze in vergleichbarer Größenordnung, wobei Letzterer nicht vernachlässigt werden darf. Zur Beschreibung des molekularkinetischen Wärmewiderstandes an der Phasengrenze R_{ph} leitet Carey [12] folgende Gleichung basierend auf der kinetischen Gastheorie her:

$$R_{ph} = \frac{2-f}{2f} \frac{T_{sat} \sqrt{2\pi R T_{sat}}}{\rho_d \Delta h_v^2} \quad (4.38)$$

Der Parameter R entspricht darin der spezifischen Gaskonstanten und f dem Kondensationskoeffizienten, welcher das Verhältnis aus kondensierenden Molekülen und auf die Phasengrenze auftreffenden dampfförmigen Molekülen angibt. Zahlreiche Autoren theoretischer Arbeiten setzen, wie Stephan und Busse [110], den Wert des Kondensationskoeffizienten auf eins, jedoch entspricht diese Annahme der idealen Kondensation, welche im Experiment nicht vorliegt. Marek und Straub [72] führen in ihrer Arbeit eine Vielzahl experimentell bestimmte Kondensationskoeffizienten für Wasser auf, welche zumeist deutlich unterhalb des Idealfalls bis hin zu Werten von $6 \cdot 10^{-3}$ liegen. Weiter stellen die Autoren eine Abnahme des Wertes mit Zunahme des Drucks und der Temperatur fest. Als zusätzliche Einflussgrößen, welche die Reduzierung des Kondensationskoeffizienten bedingen, nennen Marek und Straub die Akkumulation von Verunreinigungen an der Phasengrenze sowie die Gestalt und Bewegung dieser nur wenigen Moleküllagen dicken Grenzschicht. Weiter beschreiben die Autoren, dass bereits geringste Mengen oberflächenaktiver Stoffe in der Größenordnung einiger weniger ppm zu einer Reduzierung des Kondensationskoeffizienten von Wasser auf den Wert $3,5 \cdot 10^{-5}$ führt. Für das in dieser Arbeit untersuchte Fluid Methanol liegen die in der Literatur angegebenen Werte des Kondensationskoeffizienten zwischen 0,034 und 0,89 [32, 73, 80]. Basierend auf einem Ansatz der statistischen Mechanik leiten Fujikawa und Maerefat in ihrer Arbeit [32] Gleichung (4.39) zur Berechnung des Kondensationskoeffizienten her. Dem Modell liegt die Annahme von thermodynamischem Gleichgewicht an der Phasengrenze zugrunde und der Dampf wird als ideales Gas betrachtet. Der in dieser Gleichung enthaltene Parameter Δs_v entspricht der spezifischen Verdampfungsentropie. Die Autoren vergleichen die auf Basis dieser Gleichung berechneten Werte des Kondensationskoeffizienten mit experimentellen Daten und stellen für Methanol eine befriedigende Übereinstimmung fest, wobei das Modell den experimentell bestimmten Wert leicht überschätzt. Für das untersuchte Temperaturintervall von 10 °C bis 40 °C liegt der nach Fujikawa und Maerefat berechnete Kondensationskoeffizient für Methanol im Bereich von 0,31 bis 0,37 (Aceton: $0,64 \leq f_{Ace} \leq 0,81$) und weicht somit deutlich von der idealen Kondensation ab.

$$f = \frac{\rho_l}{\rho_d} \left(\frac{\frac{\Delta s_v}{R} - 1}{2} \right)^3 e^{-\frac{\Delta s_v}{R}} \quad (4.39)$$

Anstelle der Dispersionskonstanten A_{Disp} zur Berechnung der Dicke des adsorbierten Films wird, wie in den Arbeiten von Batzdorf [5] und Stephan [107, 108], die nach Gleichung (4.40) definierte Hamaker-Konstante A_{Ha} zur Beschreibung der Wechselwirkung zwischen zwei Stoffen genutzt. Darin entsprechen $A_{\text{Ha},1}$ und $A_{\text{Ha},2}$ den stoffspezifischen Werten der interagierenden Materialpaarung. Diese betragen nach Israelachvili [46] für Methanol $3,6 \cdot 10^{-20}$ J und für Aceton $4,1 \cdot 10^{-20}$ J. Für das Wandmaterial Kupfer gibt der Autor einen Bereich zwischen $10 \cdot 10^{-20}$ J und $40 \cdot 10^{-20}$ J an, wobei für die Berechnungen der Wert auf $25 \cdot 10^{-20}$ J gesetzt wird.

$$A_{\text{Disp}} = \frac{A_{\text{Ha}}}{6\pi}$$
$$A_{\text{Ha}} = \sqrt{A_{\text{Ha},1} A_{\text{Ha},2}} \quad (4.40)$$

Lösen des Gleichungssystems der Mikrozone

Die Lösung des Gleichungssystems erfolgt durch abschnittsweise Integration entlang der Koordinate ξ unter Anwendung der Software MATLAB, wobei der darin hinterlegte Löser für gewöhnliche Differentialgleichungssysteme (ODE45-Solver) verwendet wird. Batzdorf erläutert in seiner Arbeit [5] den Lösungsalgorithmus des Mikrozonenmodells, welcher ebenfalls in dieser Arbeit Anwendung findet. Da sich der adsorbierte Film am Beginn der Mikrozone im Gleichgewicht befindet, entsprechen die in Gleichung (4.36) aufgeführten Randbedingungen der trivialen Lösung des Differentialgleichungssystems. Zur Berechnung des Mikrozonenmodells ist es somit erforderlich, eine Störung auf diese Randbedingungen aufzuprägen. Wie in den Arbeiten von Batzdorf und Stephan wird der initiale Wert der dimensionslosen Filmdicke um die Störung ϵ_1 sowie die dimensionslose integrierte Wärmestromdichte um ϵ_2 additiv erweitert. ϵ_1 wurde dabei für alle im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Rechnungen wie bei Batzdorf auf $2 \cdot 10^{-3}$ gesetzt [5]. Dieser Wert entspricht einer Störung von 0,2 % der Dicke des adsorbierten Films und liegt in der Größenordnung von $\mathcal{O}(10^{-12} \text{ m})$. Im Gegensatz dazu erfolgt die Bestimmung des Wertes von ϵ_2 innerhalb des Lösungsalgorithmus iterativ und erfordert daher keine Vorgabe.

Wie zuvor in Kapitel 2.2.1 erläutert, ist das Ende der Mikrozone beziehungsweise der Übergang zum makroskopischen Meniskus nicht eindeutig definiert und variiert in den Arbeiten verschiedener Autoren [110, 132, 133]. Da das im folgenden Kapitel erläuterte makroskopische Modell des Wärmeübergangs lediglich Wärmeleitung berücksichtigt, sollte zur Minimierung des mit dieser Einschränkung einhergehenden Fehlers die Flüssigkeitsströmung sowie der Einfluss der Adhäsionskräfte am Ende der Mikrozone vernachlässigbar klein sein. Batzdorf und Stephan nutzen in ihren Arbeiten als Abbruchkriterium des Mikrozonenmodells eine vorgegebene Länge der Mikrozone ξ_{Mik} , welche sie auf $0,5 \mu\text{m}$ beziehungsweise

1,0 μm festsetzen [5, 110]. Im Rahmen dieser Arbeit wird anstelle einer festen Länge der Mikrozone das Verhältnis der Wärmewiderstände an der Phasengrenze R_{ph} und des nach Gleichung (4.41) berechneten Wärmewiderstandes des Flüssigkeitsfilms R_{Mik} genutzt. Übersteigt der Widerstandswert der Flüssigkeit den Wert des Wärmewiderstands an der Phasengrenze ($R_{\text{Mik}} \geq R_{\text{ph}}$), so ist das Abbruchkriterium des Mikrozonenmodells erfüllt und das Ende der Mikrozone erreicht. Zusätzlich muss am Ende der Mikrozone die nach Gleichung (4.43) berechnete Abweichung zwischen der Gleichgewichtstemperatur der Phasengrenze und der Sättigungstemperatur im Fernfeld vernachlässigbar sein.

$$R_{\text{Mik}} = \frac{\delta(\xi_{\text{Mik}})}{\lambda_f} \quad (4.41)$$

$$\delta(\xi_{\text{Mik}}) = \frac{2-f}{2f} \frac{T_{\text{sat}} \lambda_f \sqrt{2\pi R T_{\text{sat}}}}{\rho_d \Delta h_v^2} \quad (4.42)$$

$$\frac{T_{\text{ph,min}}}{T_{\text{sat}}} - 1 = \frac{p_{\text{kap,Mik}}}{\rho_f \Delta h_v} \ll 1 \quad (4.43)$$

Aus der Lösung des Mikrozonenmodells resultiert der gesuchte Verlauf der Filmdicke δ als Funktion der Koordinate ξ sowie der integral übertragene Wärmestrom entlang der Mikrozone \dot{Q}_{Mik} . Ebenfalls werden die Verläufe der im Folgenden erläuterten Größen in Abhängigkeit von der Koordinate ξ nach den Gleichungen (4.44) berechnet. Der Parameter \dot{q}_{Mik} entspricht darin der entlang der Mikrozone übertragenen Wärmestromdichte von der Wand an den Dampf unter Berücksichtigung der Wärmewiderstände von Flüssigkeit und Phasengrenze. Der in dieser Gleichung enthaltene Ausdruck $1 + p_{\text{kap,Mik}} (\Delta h_v \rho_l)^{-1}$ verdeutlicht, dass Verdampfung erst ab einer Temperatur einsetzt, die oberhalb der Sättigungstemperatur liegt. Ursache dieser minimal erforderlichen Temperaturerhöhung ist die Verschiebung des thermodynamischen Gleichgewichtes aufgrund der gekrümmten Phasengrenze. Diese Phasengrenztemperatur $T_{\text{ph,min}}$ leitet sich demnach aus der Betrachtung einer adiabaten Mikrozone ab, wohingegen bei Zufuhr eines Wärmestroms die Temperatur der Phasengrenze dem Wert T_{ph} entspricht.

$$\begin{aligned} \dot{q}_{\text{Mik}} &= \frac{T_{\text{w,Mik}} - T_{\text{sat}} \left(1 + \frac{p_{\text{kap,Mik}}}{\Delta h_v \rho_l} \right)}{R_{\text{Mik}} + \frac{R_{\text{ph}}}{\sqrt{1+\delta'^2}}} \\ T_{\text{ph,min}} &= T_{\text{sat}} \left(1 + \frac{p_{\text{kap,Mik}}}{\Delta h_v \rho_l} \right) \\ T_{\text{ph}} &= T_{\text{w,Mik}} - \dot{q}_{\text{Mik}} R_{\text{Mik}} \\ \theta_{\text{Mik}} &= \tan^{-1} \delta' \end{aligned} \quad (4.44)$$

4.2.2 Ergebnisse des Mikrozonenmodells

In den folgenden Graphen sind die Ergebnisse der Mikrozonen-Berechnung für den Fall einer Sättigungstemperatur von 20°C und einer Wandüberhitzung von einem Kelvin dargestellt. Die der Rechnung zugrunde liegenden Stoffwerte sind den Tabellen A.4 und A.5 entnommen. Auf den Einfluss des zur Lösung des Mikrozonenmodells erforderlichen Wertes der Krümmung am Ende der Mikrozone wird im Folgenden nicht näher eingegangen, da dieser im betrachteten Intervall die Ergebnisse nicht signifikant beeinflusst. So resultiert aus der Änderung der Krümmung vom Minimalwert 1 m^{-1} auf den Maximalwert eines um ein Grad geneigten Verdampfers von 400 m^{-1} lediglich eine Abnahme des integrierten Wärmestroms von ungefähr einem Prozent. Aus diesem Grund wurde bei allen Berechnungen des Mikrozonenmodells im Rahmen dieser Arbeit der Wert der Krümmung am Ende der Mikrozone auf $K(\xi_{\text{Mik}}) = 10\text{ m}^{-1}$ gesetzt.

In Abbildung 4.7 sind die Verläufe der Temperatur an der Phasengrenze T_{ph} und der minimal für die Verdampfung notwendigen Phasengrenztemperatur $T_{\text{ph,min}}$ entlang der Mikrozone aufgetragen. Wie in Kapitel 2.2.1 erläutert, steigt die Temperatur der Phasengrenze vom Wert der Sättigungstemperatur in der Mitte des Kanals bei Annäherung an die Wand an. Am Übergang zwischen Mikrozone und adsorbiertem Film entspricht sie der Wandtemperatur, sodass innerhalb des adsorbierten Films keine Verdampfung stattfindet und unter Vernachlässigung der freien Konvektion dieser Bereich als adiabat angesehen werden kann. Verglichen zu Methanol ist die Zunahme der Phasengrenztemperatur für Aceton bei Annäherung an die Wand aufgrund des größeren Wärmewiderstandes der Flüssigkeit ($\lambda_{\text{f,Meth}}/\lambda_{\text{f,Acet}} = 1,24$) deutlich geringer. Steigt die Sättigungstemperatur im untersuchten Bereich an, so nimmt für beide Kältemittel die Temperatur der Phasengrenze bei Annäherung an die Wand langsamer zu, was maßgeblich durch die Abnahme des Wärmewiderstandes an der Phasengrenze begründet ist.

Die Abbildung 4.8 gibt den Verlauf der übertragenen Wärmestromdichte \dot{q}_{Mik} sowie der Dicke des Flüssigkeitsfilms δ entlang der Mikrozone wieder. Nähert sich die Phasengrenze der Wand an, so nimmt die Dicke des Films mit konstanter Steigung ab. Ist die Filmdicke geringer als 30 nm ($\xi < 0,5\text{ }\mu\text{m}$), steigt die Krümmung der Phasengrenze um ein vielfaches an und fällt nach Durchlaufen ihres Maximums $[K_{\text{max}} = \mathcal{O}(10^5\text{ m}^{-1})]$ bis auf den Wert null am Beginn der Mikrozone ab. Bezogen auf den Verlauf der Filmdicke bedeutet diese Änderung der Krümmung den stetigen Übergang vom adsorbierten Film mit konstanter Dicke hin zum makroskopischen Flüssigkeitsmeniskus konstanter Krümmung. Bedingt durch die abnehmende Dicke des Flüssigkeitsfilms steigt die übertragene Wärmestromdichte kontinuierlich an und erreicht bei ungefähr $\xi = 0,25\text{ }\mu\text{m}$ ihr Maximum. Bei weiterer Annäherung der Phasengrenze an die Wand nimmt der übertragene Wärmestrom aufgrund der in diesem Bereich steigenden Phasengrenztemperatur $T_{\text{ph,min}}$ bis auf den Wert null am Übergang zum adsorbierten Film ab. Ein Anstieg der Sättigungstemperatur führt, wegen der Abnahme des Wärmewiderstandes an der Phasengrenze, zu einer Zunahme der Wärmestromdichte, insbesondere im Bereich ihres Maximums. Im Fall der hier un-

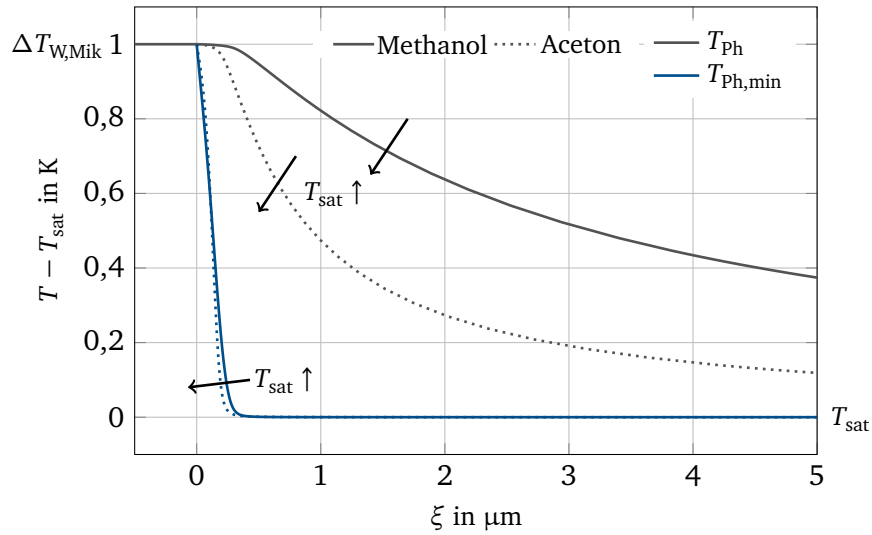


Abbildung 4.7: Verlauf der lokalen Sättigungstemperatur innerhalb der Mikrozone ($T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$, $\Delta T_{\text{W,Mik}} = 1 \text{ K}$, $K = 10 \text{ m}^{-1}$)

tersuchten stationären Verdampfung muss der Flüssigkeitstransport innerhalb der Mikrozone den mit zunehmender Sättigungstemperatur im Fernfeld steigenden Verdampfungsmassenstrom kompensieren. Da die für den Flüssigkeitstransport erforderliche Druckdifferenz im betrachteten Bereich nahezu unabhängig von der Sättigungstemperatur ist, muss sich folglich der Strömungsquerschnitt vergrößern, wodurch die Zunahme der Filmdicke bedingt wird.

Abschließend sind in Abbildung 4.9 die Verläufe des Kontaktwinkels θ_{Mik} sowie die Dicke des Flüssigkeitsfilms δ entlang der Mikrozone aufgetragen. Wie zuvor beschrieben nähert sich die Phasengrenze mit konstant abnehmender Filmdicke der Wand an, bis ihr Wert bei $\xi = 0$ der Dicke des adsorbierten Films entspricht. Da die Dicke des adsorbierten Films als konstant angenommen wird, ist am Übergang zwischen Bereich II und III der nach Gleichung (4.44) definierte Kontaktwinkel gleich null. Nimmt die Filmdicke ausgehend vom Wert δ_{ad} zu, so steigt der Kontaktwinkel rasch an, bis bei einer Dicke von 30 nm ($\xi < 0,5 \mu\text{m}$) der Wert ungefähr dem des makroskopischen Kontaktwinkel am Ende der Mikrozone entspricht. Ebenfalls verdeutlichen die Ergebnisse der Abbildung 4.9, dass mit ansteigender Sättigungstemperatur der Kontaktwinkel zunimmt, was in der zuvor beschriebenen Zunahme des Verdampfungsmassenstroms begründet liegt.

Abschließend wurde zur Untersuchung des Einflusses der im Mikrozonennmodell benötigten Stoffwerte sowie der Dispersionskonstante A_{Disp} und des Kondensationskoeffizienten f eine Parameterstudie durchgeführt. Im Rahmen dieser wurden die einzelnen Stoffwerte jeweils um 5 % und 10 % erhöht beziehungsweise reduziert. Die Beurteilung der in Tabelle A.9 zusammengefassten Ergebnisse erfolgt auf Basis der prozentualen Änderung des integral übertragenen Wärmestroms sowie der Änderung des Wärmewiderstands an der Phasengrenze. Wie die Ergebnisse belegen, ist der innerhalb der Mikrozone übertragene Wärmestrom vorrangig durch die Wandüberhitzung sowie den Wärmewiderstand an der Phasengrenze

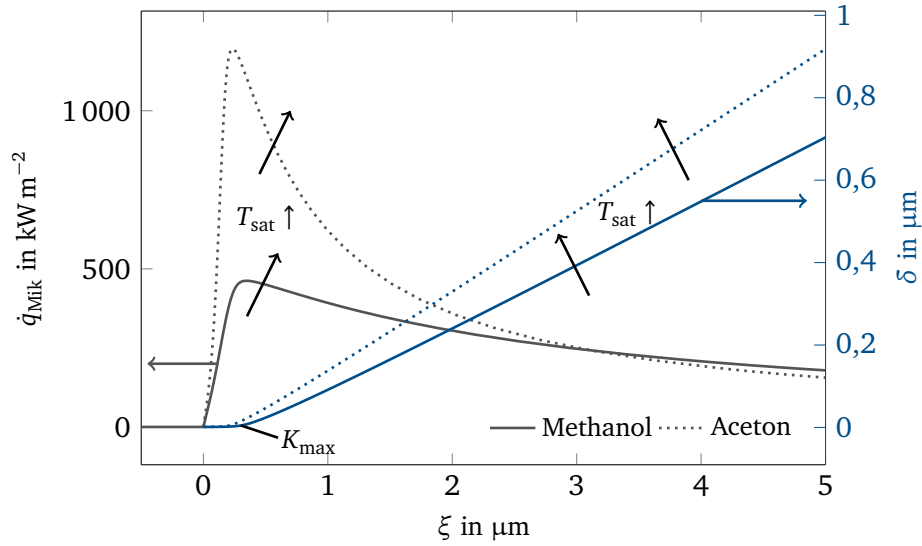


Abbildung 4.8: Verlauf der Wärmestromdichte \dot{q}_{Mik} und der Filmdicke δ innerhalb der Mikrozone ($T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$, $\Delta T_{\text{W,Mik}} = 1\text{ K}$, $K = 10\text{ m}^{-1}$)

bestimmt. Den größten Einfluss auf diesen nach Gleichung (4.38) definierten Wärmewiderstand haben die Verdampfungsenthalpie, die Dampfdichte sowie der Kondensationskoeffizient.

Die Einbeziehung des Mikrozonenmodells in das im folgenden Unterkapitel vorgestellte Modell des makroskopischen Wärmeübergangs erfordert die Parametrisierung einzelner Ergebnisse der Mikrozonen-Berechnung. Diese sind die Länge der Mikrozone ξ_{Mik} , der Kontaktwinkel am Ende der Mikrozone θ_{Mik} sowie der integral übertragene Wärmestrom \dot{Q}_{Mik} . Die ebenfalls benötigte Filmdicke am Ende der Mikrozone ist durch das Abbruchkriterium der Mikrozonen-Berechnung nach Gleichung (4.42) definiert. Das zusätzlich nach Gleichung (4.43) zu erfüllende Kriterium der vernachlässigbaren Abweichung zwischen der Gleichgewichtstemperatur der Phasengrenze und der Sättigungstemperatur im Fernfeld ist für alle betrachteten Zustände uneingeschränkt erfüllt, da die Differenz beider Temperaturen für Methanol in der Größenordnung von $\mathcal{O}(10^{-7})$ liegt [Aceton $\mathcal{O}(10^{-6})$]. Als Variable der Parametrisierung dient die Wandüberhitzung $\Delta T_{\text{W,Mik}}$, wobei wie Kunkelmann in seiner Arbeit [55] zeigt, die Approximation mittels Wurzelreihe nach Gleichung (4.45) die geringste Unsicherheit besitzt. Zur Aufstellung der hier genutzten Korrelationen wurde das Mikrozonenmodell für 60 verschiedene Wandüberhitzungen zwischen 0,05 K und 20 K (logarithmisch verteilt) gelöst und die in Tabelle A.10 aufgeführten Koeffizienten der Wurzelreihe sowie deren ebenfalls angegebene Unsicherheit bestimmt.

$$f(\Delta T_{\text{W,Mik}}) = a_1 \Delta T_{\text{W,Mik}} + a_2 \Delta T_{\text{W,Mik}}^{1/2} + \dots + a_5 \Delta T_{\text{W,Mik}}^{1/5} \quad (4.45)$$

In Abbildung 4.10 sind für die im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Kältemittel die Länge der Mikrozone ξ_{Mik} , der integrierten Wärmestrom \dot{Q}_{Mik} sowie der Kontaktwinkel θ_{Mik} über der Wandüberhitzung $\Delta T_{\text{W,Mik}}$ für verschiedene Sättigungstemperaturen aufgetragen. Die dargestellten Verläufe bestätigen die

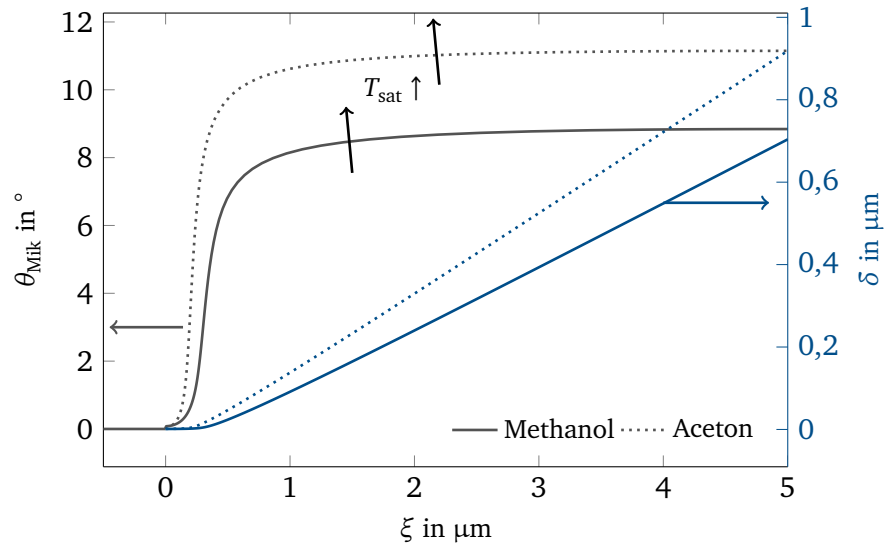


Abbildung 4.9: Verlauf des Kontaktwinkels θ_{Mik} und der Filmdicke δ innerhalb der Mikrozone ($T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$, $\Delta T_{\text{W,Mik}} = 1\text{ K}$, $K = 10\text{ m}^{-1}$)

zuvor erläuterten Ergebnisse der Parametervariation hinsichtlich der Abhängigkeit der aufgeführten Parameter von der Wandüberhitzung sowie der Sättigungstemperatur. Steigt diese an, so reduziert sich die Länge der Mikrozone, was in der Abnahme des integral übertragenen Wärmestroms \dot{Q}_{Mik} resultiert.

4.2.3 Makroskopischer Wärmeübergang

Ziel des Makromodells ist die Bestimmung des Wärmedurchgangskoeffizienten $k_{\text{num},2\text{D}}$ unter Berücksichtigung der Ergebnisse des hydrodynamischen Modells sowie des Mikrozonenmodells. Das makroskopische Modell beinhaltet, wie in Abbildung 4.11 dargestellt, neben dem Verdampfer und der Flüssigkeit innerhalb des *Re-Entrant* Kanals optional Kanäle zweiter und dritter Ordnung. Innerhalb der Flüssigkeitskanäle liegen im Experiment die beiden Wärmetransportmechanismen *Wärmeleitung* und *Konvektion* vor. Der Einfluss der freien Konvektion wurde für den Fall des *Re-Entrant* Kanals abgeschätzt. Die in Anhang A.11 aufgeführten numerischen Ergebnisse belegen, dass die freie Konvektion im untersuchten Temperaturbereich den globalen Wärmeübergang nicht signifikant beeinflusst und daher vernachlässigt wird. Ebenfalls ist die erzwungene Konvektion, welche aus dem axialen Flüssigkeitstransport resultiert, zu vernachlässigen. Diese Annahme beruht auf den durch das hydrodynamische Modell berechneten Strömungsgeschwindigkeiten, wonach eine schleichende Strömung vorliegt (\rightarrow Abb. 4.3). Zusätzlich kann, wie in der Arbeit von Potash und Wayner [88] beschrieben, der Einfluss der Marangoni-Konvektion auf den Wärmeübergang innerhalb des verdampfenden Flüssigkeitsmensikus vernachlässigt werden. Auf Grundlage dieser Vereinfachungen findet die häufig in der Literatur getroffene Annahme [7, 68, 108] von ausschließlich stationärer zweidimensionaler Wärmeleitung innerhalb der y, z -Ebene auch in dieser Arbeit Anwendung. Aus diesem Grund bleibt die Massen- und Impulserhaltungsgleichung unberücksichtigt,

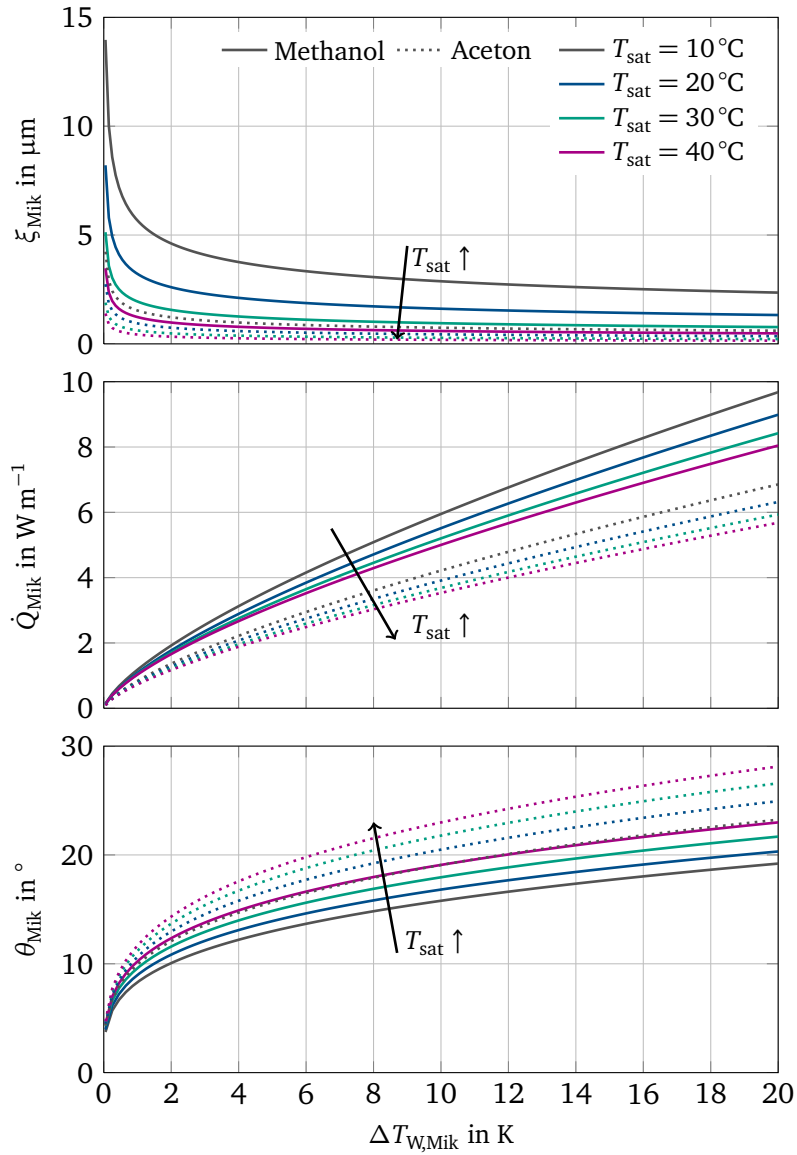


Abbildung 4.10: Länge der Mikrozone ξ_{Mik} , integral übertragener Wärmestrom \dot{Q}_{Mik} und Kontaktwinkel θ_{Mik} als Funktion der Wandüberhitzung $\Delta T_{W,Mik}$

sodass lediglich die Energieerhaltungsgleichung zu berücksichtigen ist. Demnach lautet die numerisch zu lösende Gleichung für das in Abbildung 4.11 dargestellte Volumenelement

$$0 = \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) \quad , \quad (4.46)$$

wobei je nach Rechengebiet die Wärmeleitfähigkeit der Flüssigkeit λ_f , beziehungsweise die der Wand λ_w zu berücksichtigen ist.

Bei makroskopischer Betrachtung des Übergangs zwischen Wand und dem Bereich des dünnen Flüssigkeitsfilms am oberen Ende des *Re-Entrant* Kanals (\rightarrow Abb. 4.11) erscheint diese als rechteckig. Dies

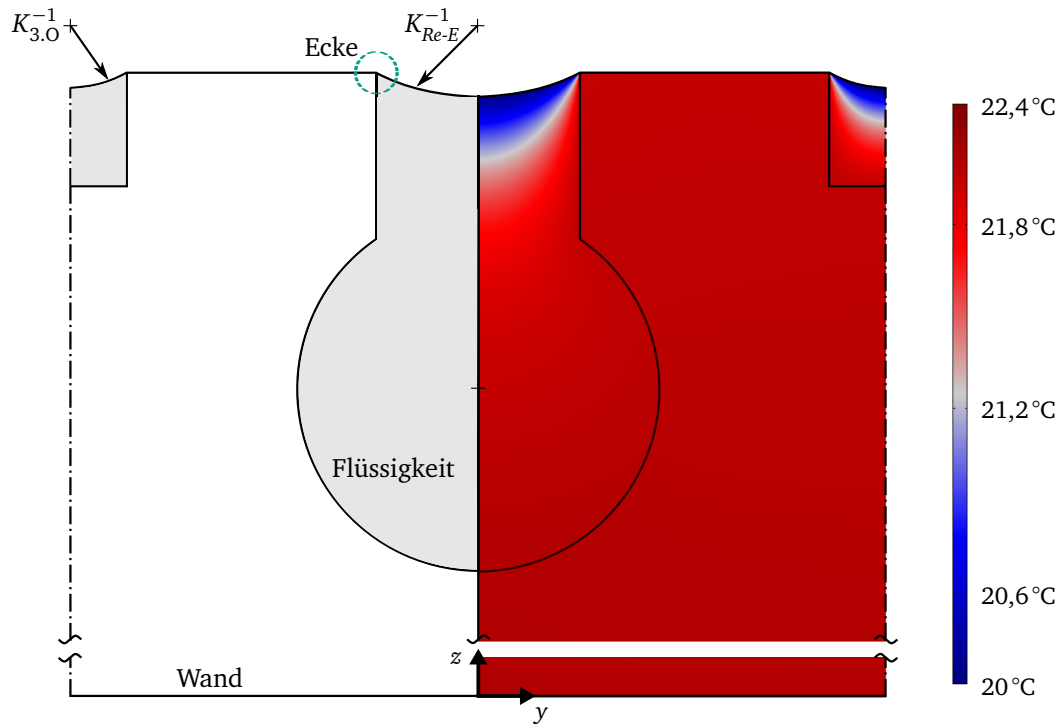


Abbildung 4.11: Rechengebiet und Temperaturfeld des Makromodells

entspricht jedoch einer idealisierten Darstellung, welche für die im Experiment untersuchten durch Ero-dieren oder Fräsen gefertigten Verdampferstrukturen nicht zutreffend ist. In Abbildung 4.12 ist beispiel-haft die mittels des Messsystems μSurf^2 bestimmte Oberflächentopografie der Kanäle 2. und 3. Ordnung des Verdampfers Nr. 2 abgebildet. Aus den abgebildeten Ergebnissen wird deutlich, dass die Ecken keine scharfen Kanten aufweisen, sondern vielmehr eine mit dem eingesetzten Messsystem nicht eindeutig zu definierende Geometrie besitzen. Basierend auf einer Vielzahl durchgeführter Messungen der Oberflä-chentopografie an verschiedenen Positionen der einzelnen Verdampfer, wurde für die Modellierung des Übergangs zwischen Wand und dem Bereich des dünnen Flüssigkeitsfilms das Intervall des Radius R_{Ecke} zu $5\text{ }\mu\text{m}$ bis $15\text{ }\mu\text{m}$ angenommen, mit einer konservativ abgeschätzten Messunsicherheit von $\pm 10\text{ }\mu\text{m}$.

Randbedingungen des Makromodells

Neben der in Kapitel 4.1 berechneten, über den Kanalquerschnitt konstanten Krümmung der Phasen-grenze K , beinhaltet das Modell des makroskopischen Wärmeübergangs die Ergebnisse des Mikrozonen-modells. Der im Bereich der Mikrozone integral übertragene Wärmestrom \dot{Q}_{Mik} ist, wie am Ende des Kapitels 4.2.2 beschrieben, mittels temperaturabhängiger Wurzelreihe als Randbedingung im Modell hinterlegt. Die Länge der Mikrozone ξ_{Mik} , der Kontaktwinkel θ_{Mik} sowie die durch das Abbruchkrite-rium der Mikrozon-Berechnung nach Gleichung (4.42) berechnete Dicke des Flüssigkeitsfilms δ_{Mik} definieren die Lage der Phasengrenze innerhalb des betrachteten Flüssigkeitskanals. In Abbildung 4.13 ist das iterative Vorgehen zur Bestimmung der Lage der Phasengrenze dargestellt. Durch Variation der

² Firma: NanoFocusAG; Messsystem zur konfokalen Weißlichttopografie

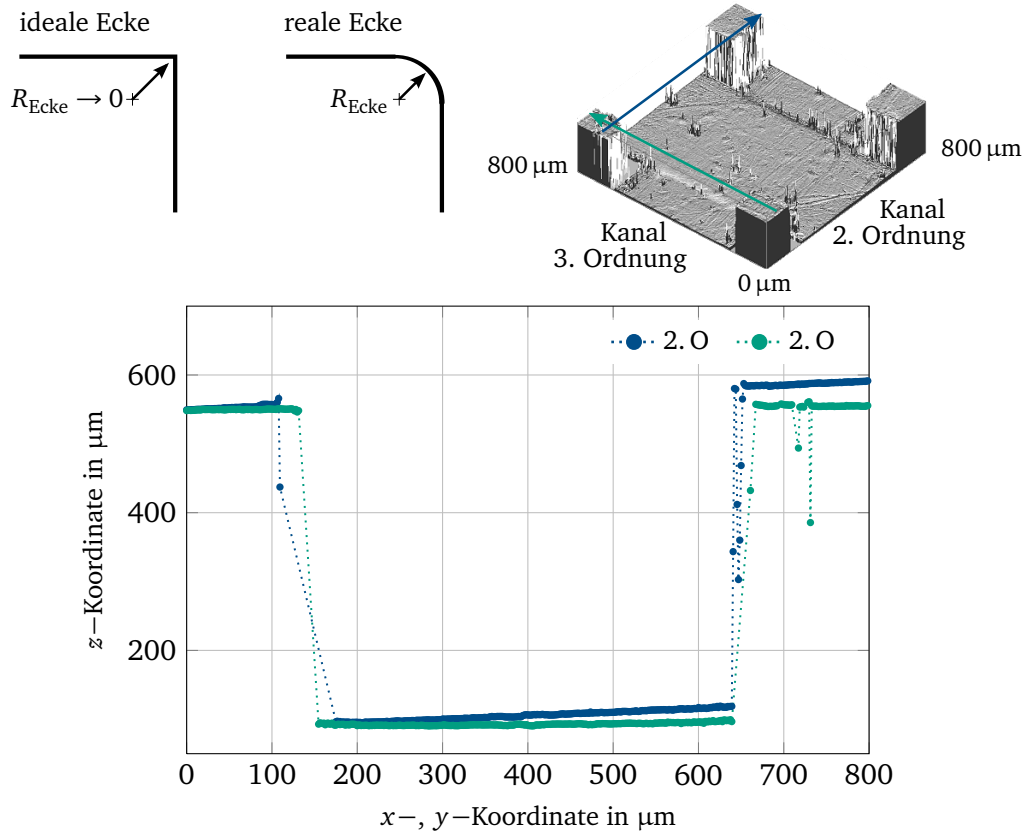


Abbildung 4.12: Topografie der Kanaloberfläche

vertikalen Position des Mittelpunktes der Krümmung entlang der Symmetrielinie wird der Schnittpunkt zweier Kreissegmente bestimmt, bei dem der Winkel zwischen den Tangenten dem Kontaktwinkel am Ende der Mikrozone entspricht. Der hierfür benötigte Radius des gepunkteten Kreissegmentes setzt sich additiv aus dem Radius R_{Ecke} und dem Wert der Filmdicke am Ende der Mikrozone zusammen. Die so iterativ bestimmte Lage der Phasengrenze in Abhängigkeit von der Wandüberhitzung innerhalb eines *Re-Entrant* Kanals sowie der Kanäle 2. und 3. Ordnung beruht auf der Annahme vollständig gefüllter Kanäle, was durch die Ergebnisse des hydrodynamischen Modells und die Beobachtungen während der Versuchsdurchführung bestätigt wird.

In Abbildungen 4.14 sind die Randbedingungen zur numerischen Lösung der Energieerhaltungsgleichung (4.46) dargestellt. Die Randbedingungen der Rechengebiete der Kanäle 2. und 3. Ordnung (\rightarrow Abb. 4.21) sind äquivalent zu den im Folgenden erläuterten Bedingungen und daher nicht separat dargestellt und erläutert. Die beiden vertikalen Ränder werden als adiabat angenommen, was die in Kapitel 4.2.5 erläuterte Abbildung des gesamten Verdampfers durch Kombination einzelner Rechengebiete ermöglicht. Die Gültigkeit der vernachlässigbaren Interaktion benachbarter Rechengebiete wurde für den zweidimensionalen Fall überprüft und die Ergebnisse sind in Abbildung A.17 zusammengefasst. Abweichend von der im Experiment mittels Heizfolie zugeführten homogenen Wärmestromdichte (\rightarrow Kap. 3.2) wird im Rahmen der numerischen Betrachtung die im Experiment unbekannte Temperatur T_{zu} an der Unterseite des Verdampfers vorgegeben. Grund dieser Abweichung vom Experiment ist

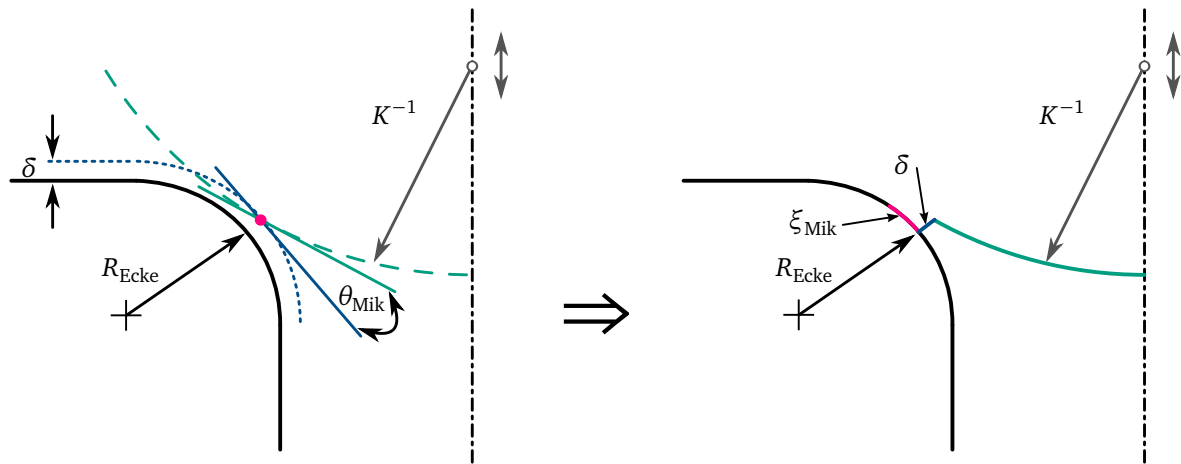


Abbildung 4.13: Lage der Phasengrenze im numerischen Modell

die dadurch vereinfachte Kopplung der zweidimensionalen Rechengebiete zur Abbildung des dreidimensionalen Verdampfers. Zum Dampfraum hin wird für den Bereich der nicht mit Flüssigkeit benetzten Oberfläche freie Konvektion angenommen, wobei der Dampf im Fernfeld als gesättigt angesehen wird, $T_{\infty} = T_{\text{sat}}$. Im Unterschied zu den Arbeiten von Brandt und Stephan [7, 108] wird als Randbedingung der Phasengrenze anstelle konstanter Sättigungstemperatur ebenfalls unter Einbeziehung des Wärmewiderstandes an der Phasengrenze freie Konvektion angenommen. Aufgrund der geringen Wärmeleitfähigkeit der untersuchten Kältemittel $[\approx (10^{-1}) \text{ W(m K)}^{-1}]$ liegt die Temperatur der Phasengrenze am Übergang zwischen Mikro- und Makrozone oberhalb des Wertes der Sättigungstemperatur (\rightarrow Abb. 4.7). Die aus der Annahme konstanter Phasengrenztemperatur $T_{\text{ph}} = T_{\text{sat}}$ im Bereich des makroskopischen Meniskus resultierende Abweichung hinsichtlich des über diese Grenze integral übertragenen Wärmestroms liegt zwischen 20 % und 25 % und darf in dem hier betrachteten Fall somit nicht vernachlässigt werden. Resultierend aus der Annahme eindimensionaler Wärmeleitung im Bereich der Mikrozone, wird an deren Übergang zur Makrozone der Flüssigkeitsfilm als adiabat angenommen. Zur Berücksichtigung des innerhalb der Mikrozone übertragenen Wärmestroms wird in diesem Bereich der mittels Wurzelreihe parametrisierte Wärmestrom als Funktion der Wandüberhitzung vorgegeben. Da, wie in Kapitel 2.2.1 erläutert, innerhalb des adsorbierten Films wegen der dort herrschenden Adhäsionskräfte keine Verdampfung stattfindet, wird dieser Bereich nicht separat als Randbedingung abgebildet sondern ist Bestandteil des Bereiches unbenetzter Oberfläche.

Lösungsalgorithmus des Makromodells

Zur Berechnung des Temperaturfeldes $T(y,z)$ wird die partielle Differentialgleichung 2. Ordnung [\rightarrow Gl. (4.46)] unter Anwendung der bereits im Vorangegangenen erwähnten Programme MATLAB und COMSOL Multiphysics gelöst, wobei diese mittels MATLAB LiveLink gekoppelt sind. Dies ermöglicht die MATLAB-Skript basierte Lösung, wobei COMSOL Multiphysics lediglich als FEM-Löser³ fun-

³ physikalisches Modell: *heat transfer in solids*; Temperatur-Diskretisierung: quadratisch

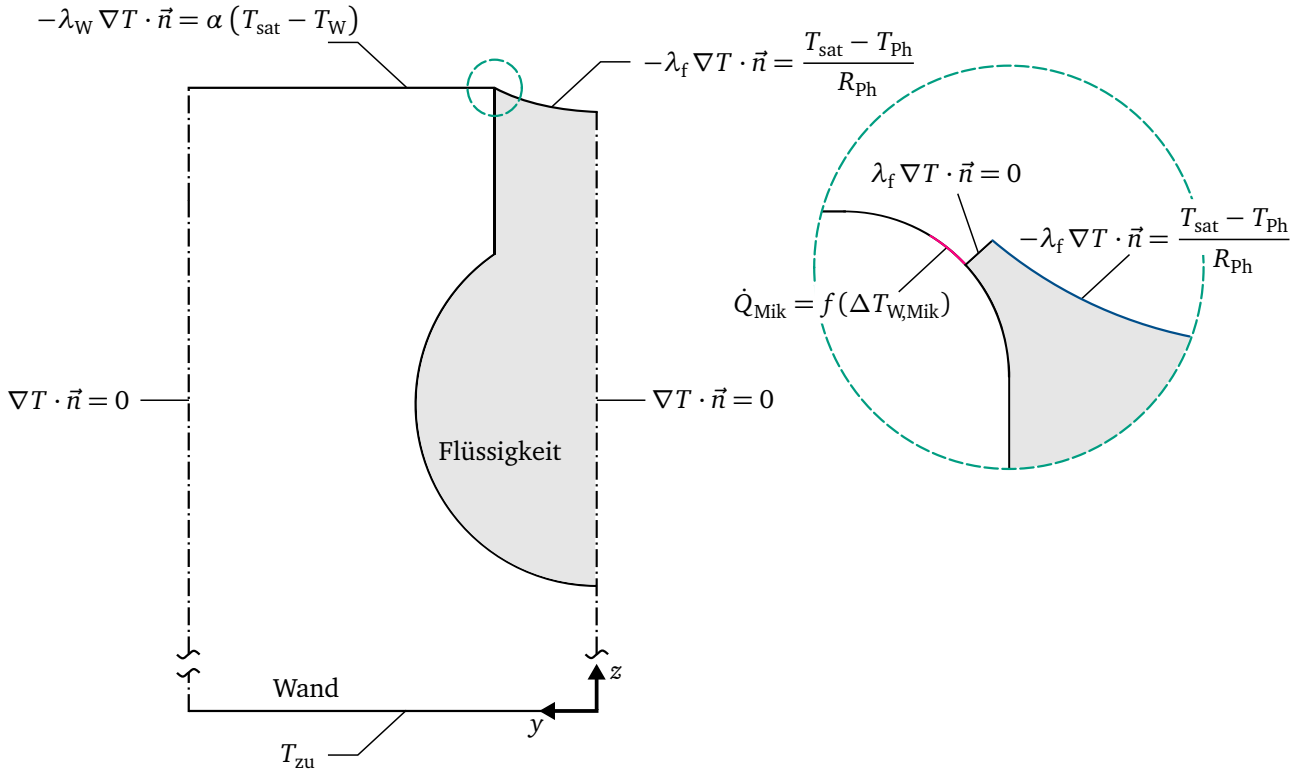


Abbildung 4.14: Randbedingung des Makromodells

giert. Das für die Modellierung gewählte Rechengitter basiert auf strukturierten viereckigen Elementen, welche im Wandbereich der Mikrozone stark verfeinert sind, sodass eine hinreichend feine Auflösung des Temperaturfeldes sichergestellt ist. Die Gitterunabhängigkeit der Lösung von der gewählten Diskretisierung wurde überprüft und die Ergebnisse können der im Anhang aufgeführten Abbildung A.18 entnommen werden. Zur Beurteilung der numerischen Ergebnisse sowie zum Vergleich mit experimentellen Daten dient der nach Gleichung (4.47) definierte Wärmedurchgangskoeffizient $k_{\text{num},2\text{D}}$. Der in dieser Gleichung enthaltene Parameter \dot{q}_{zu} ist Teil der numerischen Lösung und vergleichbar mit der im Experiment dem Verdampfer zugeführten effektiven Wärmestromdichte [\rightarrow Gl. (3.6)]. Die ebenfalls benötigte Verdampfertemperatur $\bar{T}_{\text{num},\text{V}}$ entspricht dem in der Höhe von 10 mm gemittelten Temperaturwert, was der vertikalen Position der Pt100 innerhalb der experimentell untersuchten Verdampfer gleichkommt.

$$k_{\text{num},2\text{D}} = \frac{\dot{q}_{\text{zu}}}{\bar{T}_{\text{num},\text{V}} - T_{\text{sat}}} \quad (4.47)$$

In Abbildung 4.15 ist der auf einer Iteration beruhende Lösungsalgorithmus des Makromodells dargestellt. Für die Gültigkeit der iterativ bestimmten Lösung muss die sich unterhalb der Mikrozone einstellende gemittelte Wandüberhitzung $\Delta \bar{T}_{\text{W,Mik,FEM}}$ gleich der für die Berechnung des als Randbedingung vorgegebenen Wärmestroms $\dot{Q}_{\text{Mik}}(\Delta T_{\text{W,Mik}})$ sein. Da aufgrund von Rundungsfehlern das nach Gleichung (4.48) definierte Abbruchkriterium der Iteration nicht zuverlässig erfüllbar ist, wird stattdessen

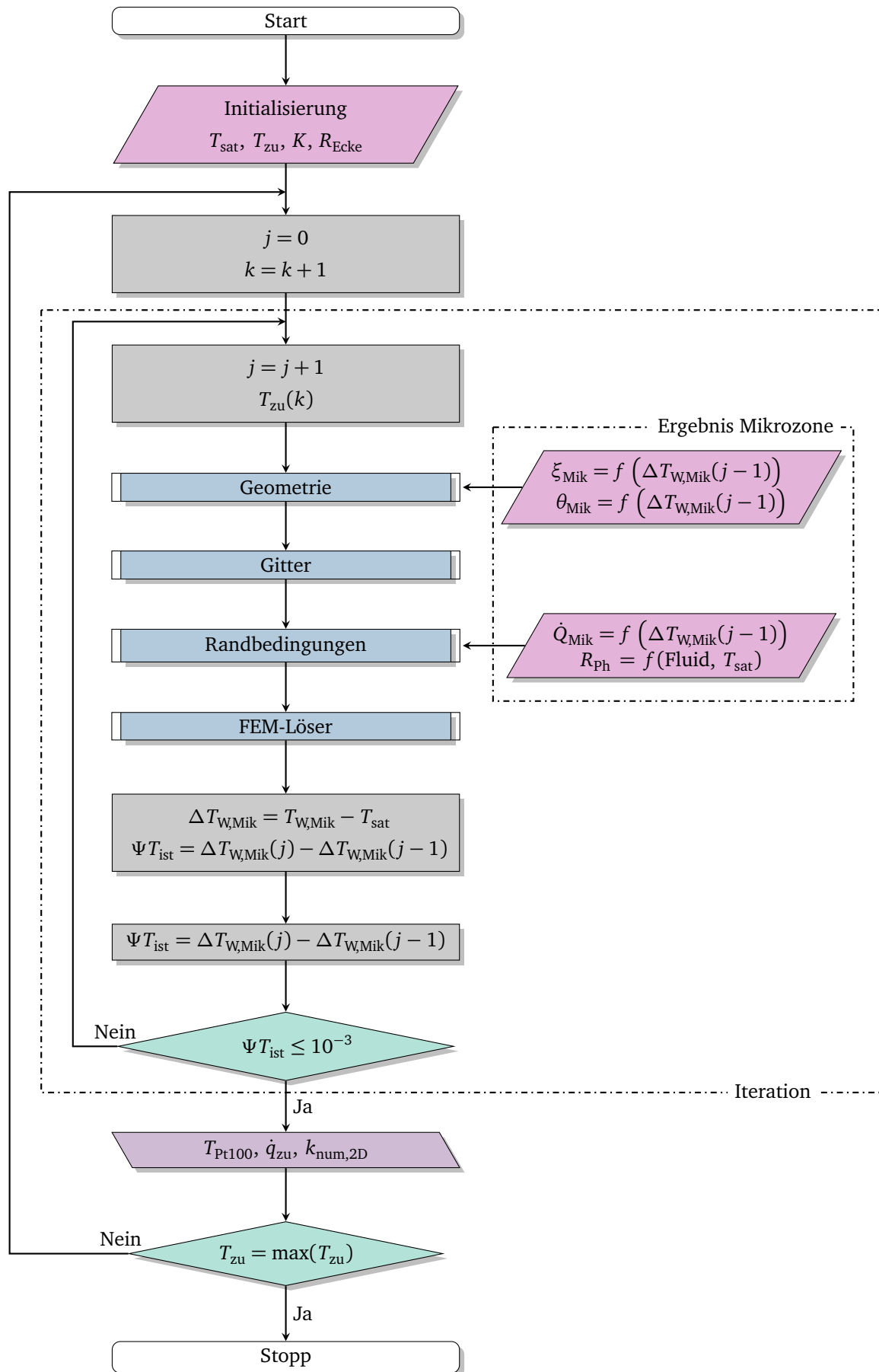


Abbildung 4.15: Lösungsalgorithmus des Makromodells

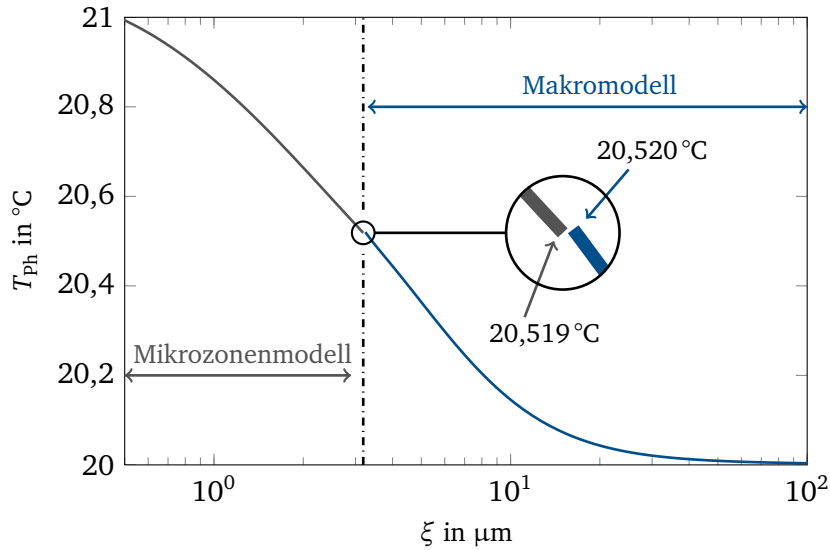


Abbildung 4.16: Erweiterung des Temperaturverlaufes der Phasengrenze T_{ph} (\rightarrow Abb. 4.7) um die Ergebnisse des Makromodells ($T_{sat} = 20^\circ\text{C}$, $T_{zu} = 21,17\text{ K}$, $K = 10\text{ m}^{-1}$)

das nach Gleichung (4.49) definierte Kriterium angewendet, wobei die Variable j dem Zähler der while-Schleife entspricht. Die Anwendbarkeit des auf der Änderung der Wandtemperatur $\Delta T_{W,Mik,FEM}$ basierenden Abbruchkriteriums wurde überprüft und die Ergebnisse können der Tabelle A.11 entnommen werden.

$$\Delta \bar{T}_{W,Mik,FEM} = \Delta T_{W,Mik} \quad (4.48)$$

$$|\Delta \bar{T}_{W,Mik,FEM}(j) - \Delta \bar{T}_{W,Mik,FEM}(j-1)| \leq 1 \cdot 10^{-3} \text{ K} \quad (4.49)$$

4.2.4 Ergebnisse des Makromodells

In den Graphen dieses Unterkapitels sind die Ergebnisse des makroskopischen Wärmeübergangs innerhalb eines *Re-Entrant* Kanals für das Kältemittel Methanol bei einer Sättigungstemperatur von 20°C dargestellt. Auf die Angabe der Ergebnisse des Acetons wird aus Gründen der Übersichtlichkeit verzichtet, alle im folgenden Abschnitt getroffenen qualitativen Aussagen besitzen jedoch ebenfalls für dieses Fluid Gültigkeit. In den Abbildungen 4.16 und 4.17 sind die durch das Mikrozonenmodell berechneten Verläufe der Phasengrenztemperatur T_{ph} , die von der Wand an die Flüssigkeit übertragene Wärmestromdichte \dot{q}_W sowie die Dicke des Flüssigkeitsfilm δ , jeweils erweitert um die Ergebnisse des Makromodells, dargestellt. Die Verläufe der aufgeführten Größen belegen den stetigen Übergang zwischen den Ergebnissen beider Modellen, was die Anwendbarkeit der Kopplung beider Modelle bestätigt.

Wie zuvor im Rahmen des Mikrozonenmodells wurde für das Makromodell ebenfalls der Einfluss der verschiedenen Stoffgrößen mittels Parameterstudie untersucht. Die im Rahmen der dafür notwendigen

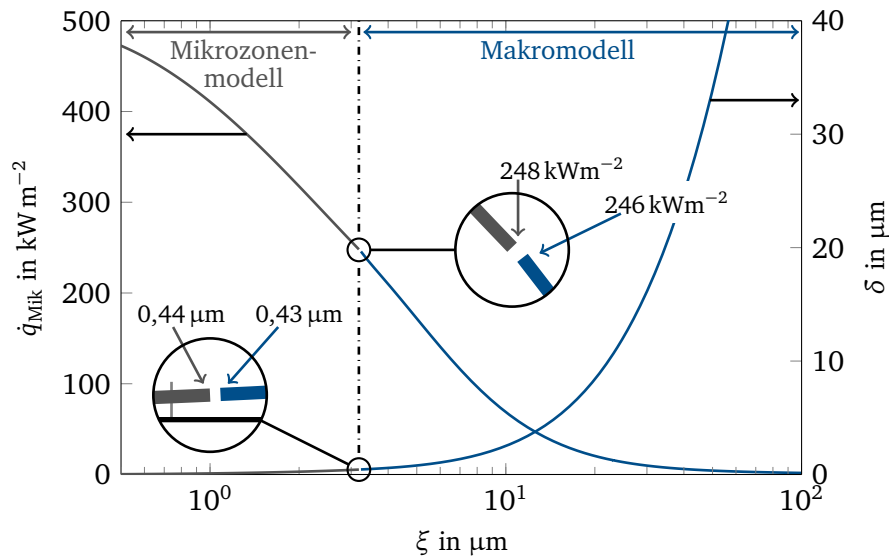


Abbildung 4.17: Erweiterung der Verläufe der Wärmestromdichte \dot{q}_{Mik} und der Filmdicke δ (\rightarrow Abb. 4.8) um die Ergebnisse des Makromodells ($T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$, $T_{\text{zu}} = 21,17\text{ K}$, $K = 10\text{ m}^{-1}$)

Berechnungen benötigten Ergebnisse des Mikrozonenmodells $[\xi_{\text{Mik}}, \dot{Q}_{\text{Mik}}, \theta_{\text{Mik}}, \delta(\xi_{\text{Mik}})]$ blieben jedoch von dieser Variation unberücksichtigt. Zur Beurteilung der in Tabelle A.12 zusammengefassten Ergebnisse dient die prozentuale Änderung des über die Phasengrenze übertragenen Wärmestroms sowie die Änderung des nach Gleichung (4.47) definierten Wärmedurchgangskoeffizienten. Die Ergebnisse belegen, dass wie im Bereich der Mikrozone auch innerhalb der Makrozone der Wärmeübergang durch die Wandüberhitzung und die Wärmewiderstände der Flüssigkeit und Phasengrenze maßgeblich beeinflusst wird. Zusätzlich ist in Abbildung 4.18 der Einfluss der makroskopischen Krümmung sowie des Parameters R_{Ecke} auf den im Bereich der Mikrozone und des über die Phasengrenze der Makrozone übertragenen Wärmestroms aufgetragen. Zur verbesserten Darstellung wurde in den Graphen der Wärmestrom auf den Wert bei $K = 1\text{ m}^{-1}$ beziehungsweise $R_{\text{Ecke}} = 2\text{ }\mu\text{m}$ bezogen. Wie bei der Betrachtung des Wärmeübergangs innerhalb der Mikrozone ist auch für die Beschreibung des makroskopischen Wärmeübergangs der Einfluss der Krümmung für Werte bis 10 m^{-1} vernachlässigbar klein. Begründet ist dies durch die annähernd konstante Größe des Bereichs dünnen Flüssigkeitsfilms sowie die Verlängerung der makroskopischen Phasengrenze um lediglich 0,1 %. Die für den Fall eines nicht horizontal eingebauten Verdampfers ($\gamma \leq 1^\circ$, $K_{\text{max}} = 400\text{ m}^{-1}$) maximale Zunahme des innerhalb der Makrozone übertragenen Wärmestroms beträgt weniger als 3 % ($\Delta\dot{Q}_{\text{Mik}} < 0,1\%$) bei einer Verlängerung der Phasengrenze um 3,7 %. Aus diesem Grund bleibt für die im folgenden Kapitel erläuterte Betrachtung des dreidimensionalen Verdampfers die Änderung der axialen Krümmung unberücksichtigt. Im Gegensatz dazu hat die Form des Übergangs zwischen unbenetzter Wand und dem Bereich des wandnahen Flüssigkeitsfilms einen erheblichen Einfluss auf den übertragenen Wärmestrom \dot{Q}_{Mak} . Wird der Parameter R_{Ecke} ausgehend von seinem Minimum auf den um die Messunsicherheit des μ -Surf Messsystems erweiterten Maximalwert von $25\text{ }\mu\text{m}$ erhöht, führt dies bei Vorgabe konstanter Wandtemperatur T_{zu} zu einer Steigerung des über die makroskopische Phasengrenze übertragenen Wärmestroms von 70 %. Begründet ist diese Zunahme durch die in Abbildung 4.19 dargestellte Verlängerung des Bereichs dünnen Flüssigkeitsfilms,

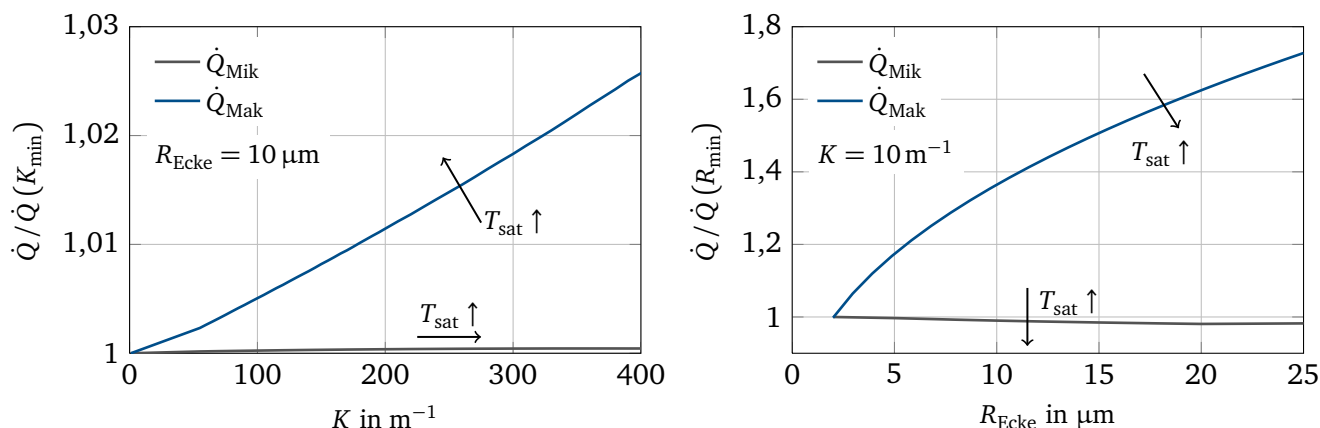


Abbildung 4.18: Einfluss der Krümmung K (links) und des Parameters R_{Ecke} (rechts) auf den Wärmestrom der Mikrozone \dot{Q}_{Mik} und des makroskopischen Flüssigkeitsbereichs \dot{Q}_{Mak} (Methanol, $T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$, $\Delta T_{\text{zu}} = 1\text{ K}$)

bei konstantem Wert der durch das Verhältnis $R_{\text{Mik}} / R_{\text{Mak}}$ definierten Mikrozonenlänge. So beträgt für $R_{\text{Ecke}} = 5\text{ }\mu\text{m}$ die benetzte Länge bis zu einer Filmdicke von beispielsweise $6\text{ }\mu\text{m}$ ungefähr $8,8\text{ }\mu\text{m}$ und nimmt um 65 % auf $14,5\text{ }\mu\text{m}$ bei $R_{\text{Ecke}} = 25\text{ }\mu\text{m}$ zu.

4.2.5 Abbildung des dreidimensionalen Verdampfers

Wie in der Einleitung zu diesem Kapitel formuliert dient das numerische Gesamtmodell der detaillierten Beschreibung des Verhältnisses des über die Phasengrenze der Mikro- und Makrozone übertragenen Wärmeströme. Aufgrund der notwendigen Gitterverfeinerung bei Annäherung der Phasengrenze an die Wand war die direkte dreidimensionale Modellierung der untersuchten Verdampfer im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich. Die Abbildung der experimentell untersuchten Verdampfer Nr. 1 bis Nr. 4 mit ihren Flüssigkeitskanälen 1., 2. und 3. Ordnung ist daher durch die Kopplung der Ergebnisse der zweidimensionalen Teilmodelle realisiert. Die in Abbildung 4.3 dargestellten Verläufe der

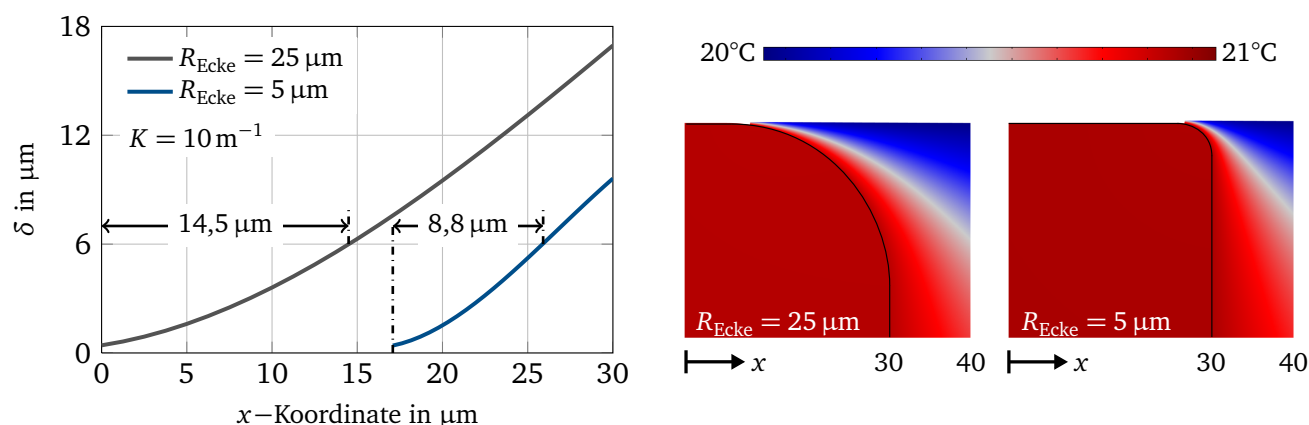


Abbildung 4.19: Verlauf der Filmdicke im wandnahen Bereich (Methanol, $T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$, $\Delta T_{\text{zu}} = 1\text{ K}$)

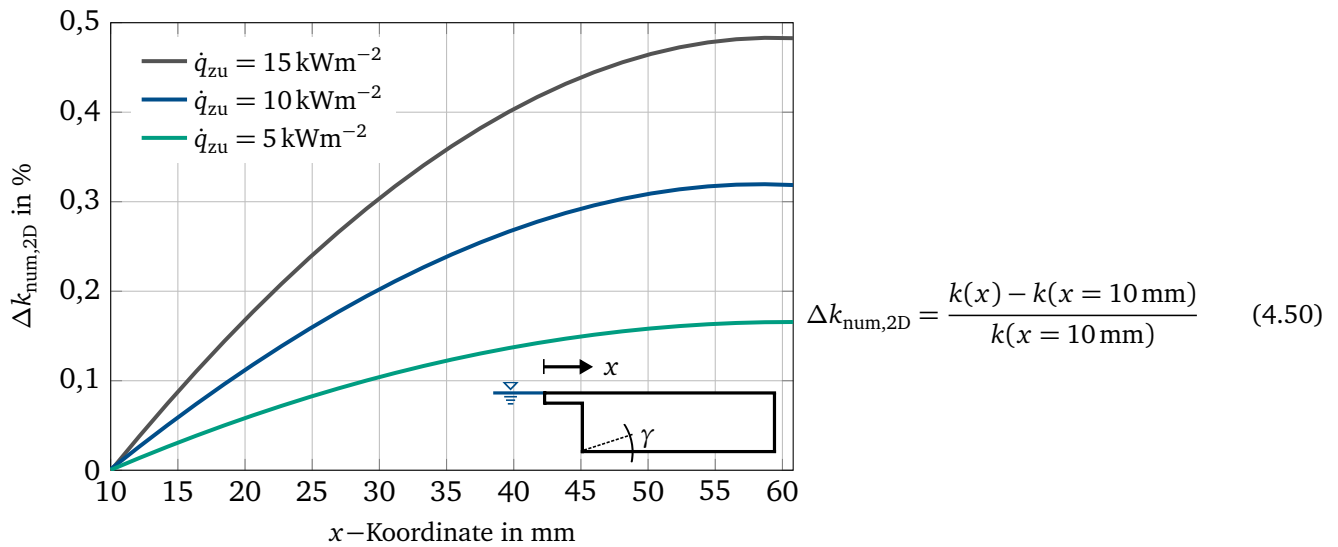


Abbildung 4.20: Verlauf des Wärmedurchgangskoeffizienten $k_{\text{num},2D}$ entlang des *Re-Entrant* Kanals (Methanol, $T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$, $R_{\text{Ecke}} = 10 \mu\text{m}$, $K \rightarrow \text{Abb. 4.3}$)

axialen Krümmung bestätigen die während der Experimente gemachten Beobachtungen einer nahezu ebenen Phasengrenze, unabhängig von der axialen Position und der zugeführten Wärmestromdichte (\rightarrow Abb. A.13). Auf Grundlage dieser Verläufe wurde in Abbildung 4.20 die nach Gleichung (4.50) berechnete Änderung der Wärmedurchgangskoeffizienten $\Delta k_{\text{num},2D}$ entlang eines *Re-Entrant* Kanals aufgetragen. Diesen Ergebnissen liegt die im Rahmen des hydrodynamischen Modells getroffene Annahme zugrunde, wonach Verdampfung ausschließlich im Bereich der Verdampferzone stattfindet, nicht aber innerhalb der adiabaten Transportzone. Für den dargestellten Fall eines horizontalen *Re-Entrant* Kanals, liegt die Änderung des Wärmedurchgangskoeffizienten demnach im Bereich kleiner als 0,5%, was in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Ranjan und Kollegen [89, 90, 91] steht. Aus diesem Grund wurde für alle Berechnungen der dreidimensionalen Geometrie der Wert der Krümmung auf 10m^{-1} gesetzt, sodass das Modell des makroskopischen Wärmeübergangs keine Abhängigkeit von der axialen Koordinate x besitzt. Für den Fall eines um ein Grad geneigten *Re-Entrant* Kanals beträgt, wie in vorangegangenen Unterkapitel erläutert, die maximale Änderung des Wärmedurchgangskoeffizienten 2,3%, was die Gültigkeit der getroffenen Annahme eines homogenen Wärmeübergangs entlang des *Re-Entrant* Kanals bestätigt.

In Abbildung 4.21 ist das Prinzip der Kopplung zweidimensionaler Rechengebiete zur Beschreibung des Wärmeübergangs der im Experiment untersuchten Verdampferoberflächen veranschaulicht. Die Überführung der Ergebnisse der zweidimensionalen Rechengebiete auf eine dreidimensionale Darstellung erfolgt durch Integration entlang der jeweiligen x' -Achse. Voraussetzung für die Anwendbarkeit dieser Methode ist die Konstanz der in Abbildung 4.14 dargestellten Randbedingungen entlang der Integrationsrichtung. Wie in Kapitel 3.4 erläutert, ist die Annahme konstanter Sättigungstemperatur oberhalb des Verdampfers gerechtfertigt. Des Weiteren kann aufgrund der guten Wärmeleitfähigkeit des Verdampfer-

materials (Kupfer) sowie der im Experiment gleichmäßig mittels Heizfolie eingebrachten Wärmestromdichte in guter Näherung von einer homogenen Temperaturverteilung an der Unterseite des Verdampfers ausgegangen werden. Lediglich der aus dem Wärmestromverlust \dot{Q}_{Wehr} resultierende axiale Temperaturgradient (\rightarrow Abb. 3.12) innerhalb des Verdampfers bleibt im Modell unberücksichtigt, wobei die mit dem Modell verglichenen Ergebnisse der Experimente um diesen Wärmestromverlust korrigiert werden [\rightarrow Gl. (3.17)].

Die Darstellung des gesamten Verdampfers erfolgt mittels einer repräsentativen Elementarzelle EZ, welche der kleinstmöglichen symmetrischen Einheit des zu untersuchenden Körpers entspricht und durch Kopplung der dreidimensionalen Rechengebiete gebildet wird. Hierbei bleiben die in Abbildung 4.21 grün eingefärbten Flüssigkeitsbereiche unberücksichtigt. Der daraus resultierende Fehler ist jedoch aufgrund des im Bereich der Kanalmitte geringen über die Phasengrenze übertragenen Wärmestroms zu vernachlässigen. Zudem wird ein schmaler Bereich unbenetzter Verdampferoberfläche bei der Koppelung der Rechengebiete doppelt berücksichtigt, wobei der in diesem Bereich durch freie Konvektion übertragene Wärmestrom ebenfalls vernachlässigbar ist. Trotz dieser Doppelung beziehungsweise Vernachlässigung kleiner Teilbereiche werden die den Wärmeübergang dominierenden Gebiete der Mikrozone sowie des daran anschließenden dünnen Flüssigkeitsfilms korrekt abgebildet. Des Weiteren sei darauf hingewiesen, dass neben dem im Experiment auftretenden Wärmestromverlust über die Seitenflächen auch mögliche Interaktionen zwischen den einzelnen Rechengebieten unberücksichtigt bleiben. Wie mit den in Abbildung A.17 dargestellten Ergebnissen belegt, sind diese Wechselwirkungen im Rahmen der zweidimensionalen Betrachtung vernachlässigbar. Für den dreidimensionalen Fall ist jedoch insbesondere in den Kreuzungsbereichen der Flüssigkeitskanäle, in denen die 3-Phasen Kontaktlinie rechtwinklig aufeinandertrifft, davon auszugehen, dass diese Interaktionen wegen dreidimensionaler Wärmeleitung zu einer signifikanten Beeinflussung des Wärmeübergangs führt. Kunkelmann [55] vergleicht die berechneten Wärmeübergangskoeffizienten einer dreidimensionalen Struktur, welche auf den Ergebnissen zweidimensionaler Rechnungen beruhen, mit denen dreidimensionaler Rechnungen und beziffert diese Abweichung auf 4%.

Für den in Kapitel 5.2 beschriebenen Vergleich des experimentell bestimmten Wärmedurchgangskoeffizienten mit den Ergebnissen des numerischen Modells werden die Ergebnisse der zweidimensionalen Rechengebiete zur Abbildung der Verdampfer Nr. 1 bis Nr. 4 nach den Gleichungen (4.51) bis (4.61) kombiniert. Der hierfür benötigte Parameter n_{EZ} entspricht der Anzahl der Elementarzellen und leitet sich wie auch die Integrationslänge x' der drei Rechengebiete aus den in Tabelle 3.1 aufgeführten Geometriedaten der Verdampfer ab. Für die angestrebte Vergleichbarkeit der Wärmedurchgangskoeffizienten k und k_{num} muss die Bezugsfläche in beiden Fällen gleich sein. Aufgrund der zuvor beschriebenen Überlappung der Rechengebiete (\rightarrow Abb. 4.21) erfordert die Berechnung der Fläche $A_{\text{proj, EZ}}$ die Berücksichtigung des Korrekturfaktors A^* . Der je Elementarzelle zugeführte Wärmestrom $\dot{Q}_{\text{zu, EZ}}$ setzt sich additiv aus den Produkten des Wärmestroms je Teilgebiet $\dot{Q}_{\text{zu, RG } i}$ (Einheit W m^{-1}) und deren Integrationslänge x'_i zusammen. Die für die Berechnung des Wärmedurchgangskoeffizienten nach Gleichung (4.51) benötigten Parameter sind in Tabelle 3.1 aufgeführt.

chung (4.61) noch fehlende Verdampfertemperatur entspricht der flächengewichteten Summe der Temperaturen der einzelnen Rechengebiete in Höhe der Pt100-Ebene ($z = 10 \text{ mm}$), wobei deren Differenz sehr gering ist.

$$n_{\text{EZ}} = 4 (n_1 - 1) n_2 \quad (4.51)$$

$$x'_{1.0} = \frac{l_V - n_2 s_2}{2 n_2} \quad (4.52)$$

$$x'_{2.0} = \frac{1}{2} \left(\frac{l_V - n_1 s_1}{n_1 - 1} - \frac{n_3 s_3}{n_1 - 1} \right) \quad (4.53)$$

$$x'_{3.0} = \frac{l_V - n_2 s_2}{2 n_2} \frac{n_3}{n_1 - 1} \quad (4.54)$$

$$A_{\text{RG}i} = x'_i s_{\text{RG}i} \quad (4.55)$$

$$w_i = \frac{A_{\text{RG}i}}{A_{\text{RG}1} + A_{\text{RG}2} + A_{\text{RG}3}} \quad (4.56)$$

$$A^* = \frac{l_V^2}{n_{\text{EZ}} (A_{\text{RG}1} + A_{\text{RG}2} + A_{\text{RG}3})} \quad (4.57)$$

$$A_{\text{proj, EZ}} = \frac{l_V^2}{n_{\text{EZ}}} A^* \quad (4.58)$$

$$\dot{Q}_{\text{zu, EZ}} = \dot{Q}_{\text{zu, RG 1}} x'_{1.0} + \dot{Q}_{\text{zu, RG 2}} x'_{2.0} + \dot{Q}_{\text{zu, RG 2}} x'_{3.0} \quad (4.59)$$

$$\bar{T}_{\text{num, EZ}} = T_{\text{Pt100, RG1}} w_1 + T_{\text{Pt100, RG2}} w_2 + T_{\text{Pt100, RG3}} w_3 \quad (4.60)$$

$$k_{\text{num}} = \frac{\dot{Q}_{\text{zu, EZ}}}{(\bar{T}_{\text{num, EZ}} - T_{\text{sat}}) A_{\text{proj, EZ}}} \quad (4.61)$$

KAPITEL 5

Ergebnisse

Im folgenden Kapitel werden die Ergebnisse der Experimente sowie des numerischen Modells vorgestellt. Die Daten des experimentellen Teils der Arbeit umfassen die Ergebnisse der Verdampfer Nr. 1 bis Nr. 5 bei Sättigungstemperaturen von 10 °C bis 40 °C unter Verwendung der Kältemittel Methanol und Aceton. Wie in Kapitel 3.2 erläutert, wurde während der Versuchsdurchführung die Wärmestromdichte bis zum Einsetzen des Blasensiedens schrittweise um 1 kW m^{-2} erhöht. Für jede der sich aus der Kombination von Verdampfer, Sättigungstemperatur und Fluid ergebenden Parameterkombinationen wurden zum Nachweis der Reproduzierbarkeit der Ergebnisse mehrere Messreihen durchgeführt. Im ersten Unterkapitel werden die Ergebnisse hinsichtlich dieser Reproduzierbarkeit und des Hystereseverhaltens vorgestellt sowie auf die Messunsicherheit und die daraus resultierende Unsicherheit des Wärmedurchgangskoeffizienten k eingegangen. Im Anschluss daran werden die Ergebnisse des Experiments den Resultaten des numerischen Modells gegenübergestellt. In den darauf folgenden Unterkapiteln wird der Einfluss der zugeführten Wärmestromdichte (\rightarrow Kap. 5.3), der Sättigungstemperatur (\rightarrow Kap. 5.4) sowie des verwendeten Kältemittels (\rightarrow Kap. 5.5) auf den Wärmedurchgangskoeffizienten beschrieben und die Siedegrenze (\rightarrow Kap. 5.6) erläutert. Im Rahmen des Kapitels *Einfluss der Oberflächentopografie* (\rightarrow Kap. 5.7) wird die Abhängigkeit des Wärmedurchgangskoeffizienten von der Kontaktlinienlänge $l_{3\text{-KL}}$ sowie der Größe der Phasengrenze A_{ph} dargelegt. Aufbauend auf den zuvor gewonnenen Erkenntnissen wird in Kapitel 5.8 eine Korrelation zur Beschreibung des Wärmeübergangs strukturierter Verdampferoberflächen abgeleitet. Im letzten Abschnitt dieses Kapitels wird der Einfluss von im System befindlichen nichtkondensierbaren Gasen auf den Wärmedurchgangskoeffizienten aufgezeigt (\rightarrow Kap. 5.9), bevor zum Abschluss die wichtigsten Ergebnisse zusammengefasst werden (\rightarrow Kap. 5.10). Zur Verbesserung der Übersichtlichkeit sind in den Abbildungen dieses Kapitels lediglich ausgewählte Ergebnisse dargestellt, wobei die daraus abgeleiteten Rückschlüsse und Zusammenhänge, sofern nicht explizit erwähnt, für alle untersuchten Parameterkombinationen der einzelnen Verdampfer Gültigkeit besitzen.

5.1 Reproduzierbarkeit, Hysterese und Messunsicherheit

Für die Untersuchung der Reproduzierbarkeit des aufbauend auf den Messdaten berechneten Wärmedurchgangskoeffizienten wurden für jede Parameterkombination aus Verdampfer, Sättigungstemperatur und Kältemittel mehrere Messreihen durchgeführt. In Abbildung 5.1 sind die Ergebnisse des Verdampfers Nr. 3 bei einer Sättigungstemperatur von 20°C unter Verwendung von Methanol dargestellt, wobei in neun Messreihen die Wärmestromdichte in Schritten von 1 kW m^{-2} bis auf 6 kW m^{-2} erhöht wurde. Die Wartezeit zwischen dem Ende einer Messreihe und dem Beginn der folgenden betrug jeweils 20 Minuten, sodass die initiale Verdampfertemperatur gleich der Sättigungstemperatur war. Im linken Graph sind die aus den Messdaten berechneten Wärmedurchgangskoeffizienten der Messreihen eins bis neun sowie der aus diesen Daten gebildete Verlauf des Mittelwertes über der Wandüberhitzung aufgetragen. Der im weiteren Verlauf dieser Arbeit häufig verwendete Begriff der Wandüberhitzung entspricht dabei der Differenz zwischen der Verdampfertemperatur \bar{T}_V und der Sättigungstemperatur $T_{\text{sat}}(p)$. Die dargestellten Ergebnisse belegen die sehr gute Reproduzierbarkeit des aus den Messdaten berechneten Wärmedurchgangskoeffizienten, was auf die zeitliche Stabilität aller Randbedingungen (\rightarrow Abb. 3.9) zurückzuführen ist. Zusätzlich sind im rechten Graph der Abbildung die prozentuale Abweichung des Wärmedurchgangskoeffizienten vom Mittelwert, exemplarisch für die Wärmestromdichten 2 kW m^{-2} , 4 kW m^{-2} und 6 kW m^{-2} , über der jeweiligen Messreihe aufgetragen. Trotz der zeitlichen Konstanz aller Randbedingungen ist eine geringfügige Zunahme des Wärmedurchgangskoeffizienten mit zunehmender Wiederholung der Messreihe erkennbar. Da aufgrund der langen Versuchsdauer (bis zu 9 h) die mehrmalige Durchführung der Messreihen bei Vorgabe gleicher Randbedingungen aus zeitlichen Gründen nur eingeschränkt möglich war, wurde für die nachfolgende Betrachtung der Ergebnisse, im Sinne der Vergleichbarkeit, lediglich die zweite von aufeinanderfolgenden Messreihen ausgewertet und mit den Ergebnissen von mindestens einem weiteren Messtag verglichen. Dieses Vorgehen stellt einen für diese Arbeit zweckmäßigen Kompromiss zwischen dem Einfluss des sich verändernden Wärmedurchgangs bei

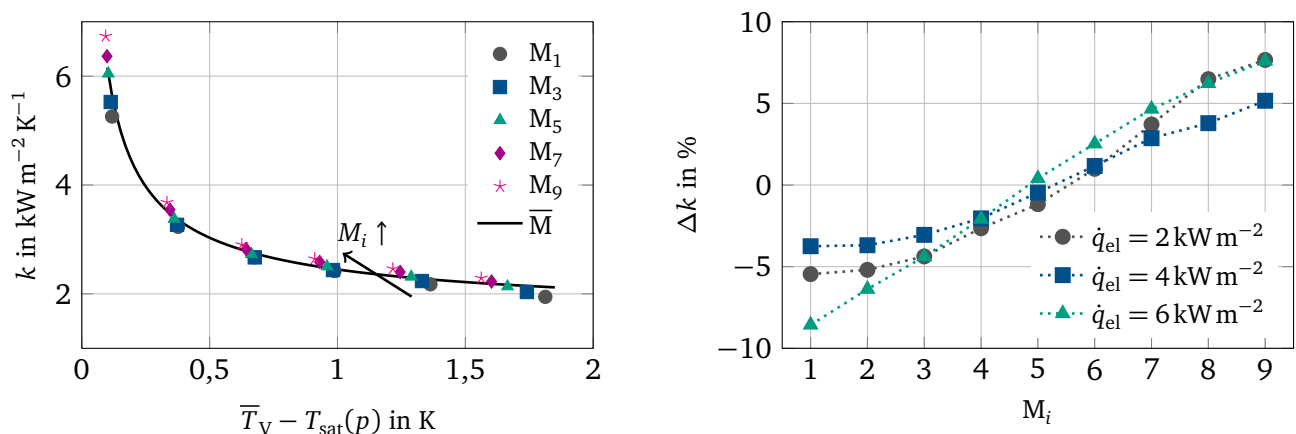


Abbildung 5.1: Reproduzierbarkeit des Wärmedurchgangskoeffizienten (V3, Methanol, $T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$)

wiederholter Versuchsdurchführung und der Dauer der Messreihe dar, sodass die Vergleichbarkeit der Ergebnisse zwischen den untersuchten Verdampfern gewährleistet ist.

Hysterese

Zur Bestimmung der Hysterese des Wärmeübergangs bei der Verdampfung wurde in drei aufeinanderfolgenden Zyklen die durch die Heizfolie dem Verdampfer zugeführte Wärmestromdichte zwischen 1 kW m^{-2} und 6 kW m^{-2} mit der allen Experimenten zugrunde liegenden Schrittweite von 1 kW m^{-2} variiert. Im linken Graph der Abbildung 5.2 sind die aus diesen Messdaten berechneten Wärmedurchgangskoeffizienten über der Wandüberhitzung aufgetragen. Darin entsprechen die gefüllten Symbole den Werten bei zunehmender Wärmestromdichte, wohingegen die nicht gefüllten Symbole die Werte bei abnehmender Wärmestromdichte repräsentieren. Wie die zuvor erläuterten Ergebnisse des Verdampfers Nr. 3 bestätigen die hier aufgeführten Wärmedurchgangskoeffizienten des Verdampfers Nr. 4 ebenfalls die gute Reproduzierbarkeit der Experimente. Zudem belegen die Ergebnisse, dass der Wärmeübergang eine deutliche Abhängigkeit von der Art der Versuchsdurchführung – zunehmende oder abnehmende Wärmestromdichte – besitzt. Dabei sind die berechneten Wärmedurchgangskoeffizienten bei zunehmender Wärmestromdichte deutlich größer als die bei abnehmender Wärmestromdichte bestimmten Werte.

Neben den in der Literatur diskutierten Ursachen für das dargestellte Hysterese-Verhalten, wie beispielsweise ungleiche Wärmestromverluste oder Kapillar-Hysterese [118], ist die in dieser Arbeit bestimmte Hysterese des Wärmedurchgangskoeffizienten vorrangig auf den sich innerhalb des Dampftraumes ausbildenden Temperaturgradienten zurückzuführen. Zum Nachweis der Gültigkeit dieser Aussage sind im rechten Graph der Abbildung 5.2 die Verläufe der aus dem gemessenen Druck berechneten Sättigungstemperatur T_{sat} sowie die oberhalb des Verdampfers mittels eines Pt100 gemessene Dampftemperatur $T_{\text{Pt100,d}}$ über der Wandüberhitzung aufgetragen. Wie aus den dargestellten Messwerten des Widerstandsthermometers hervor geht, unterscheiden sich die Temperaturen oberhalb der Verdampferoberfläche zwischen den Fällen zunehmender und abnehmender Wärmestromdichte um $0,13 \text{ K}$, wobei die Messwerte bei abnehmender Wärmestromdichte höher sind. Die aus dem Druck berechnete Sättigungstemperatur weist hingegen aufgrund ihrer aktiven Regelung mit $0,03 \text{ K}$ nur eine geringfügige Abhängigkeit zwischen zu- und abnehmender Wärmestromdichte auf, wobei anders als bei der gemessenen Temperatur $T_{\text{Pt100,d}}$, die berechnete Sättigungstemperatur bei zunehmender Wärmestromdichte höher ist. Es sei darauf hingewiesen, dass die angegebenen Temperaturdifferenzen innerhalb der jeweiligen Unsicherheit von $\Delta T_{\text{Pt100,d}} = \pm 0,21 \text{ K}$ und $\Delta T_{\text{sat}} = \pm 0,09 \text{ K}$ liegen, jedoch besitzen die Temperaturverläufe, wie dargestellt, eine sehr gute Reproduzierbarkeit im Bereich kleiner $0,05 \text{ K}$. Des Weiteren bestätigen die Ergebnisse der FEM-Simulation (\rightarrow Abb. 3.15) den sich oberhalb der Verdampferoberfläche ausbildenden Temperaturgradienten. Da die zur Berechnung des Wärmedurchgangskoeffizienten nach Gleichung (3.17) benötigten Werte der effektiven Wärmestromdichte nahezu unabhängig von der betrachteten Fallunterscheidung sind, ist der reduzierte Wärmeübergang folglich auf die lokal erhöhte Dampftem-

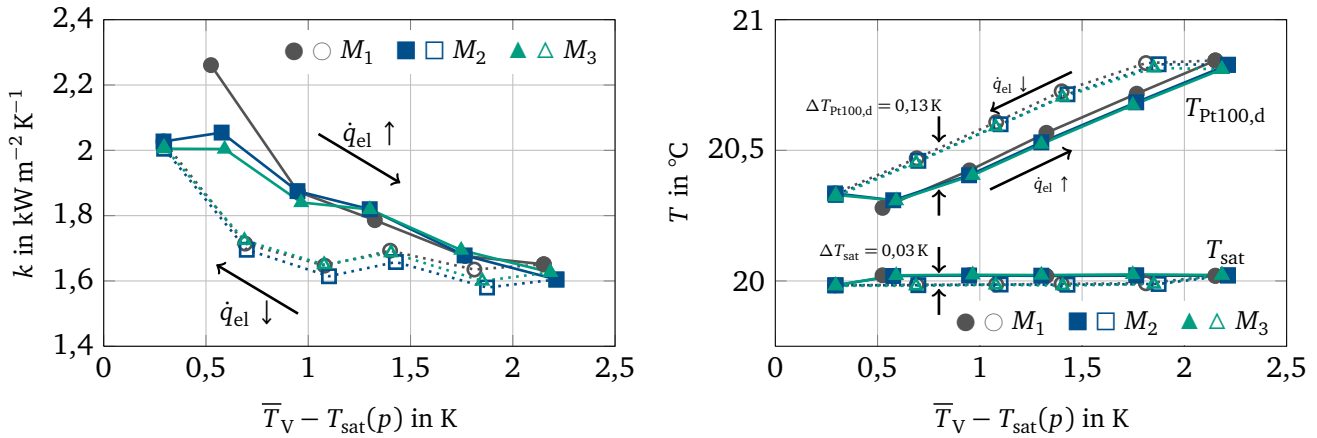


Abbildung 5.2: links: Wärmedurchgangskoeffizient bei zunehmender ●↑ und abnehmender ○↓ Wärmestromdichte; rechts: Temperaturen $T_{\text{Pt100,d}}$ und T_{sat} im Dampfraum (V4, Methanol)

peratur oberhalb des Verdampfers zurückzuführen. Als Konsequenz der aufgezeigten Hysterese werden in den folgenden Unterkapiteln ausschließlich die Ergebnisse der Messreihen für den Fall zunehmender Wärmestromdichte miteinander verglichen. Außerdem wurde die Zeit zwischen zwei aufeinanderfolgenden Messreihen so gewählt, dass die initiale Temperatur $T_{\text{Pt100,d}}$ dem Wert der Sättigungstemperatur im Fernfeld des Verdampfers T_{sat} entspricht.

Messunsicherheit

Resultierend aus dem Einsatz kalibrierter Messtechnik beinhalten die in Kapitel 3.1.3 angegebenen Einzelunsicherheiten der messtechnisch erfassten Größen ausschließlich den statistischen Unsicherheitsanteil. Dieser kann für jede Messgröße als normalverteilt und stochastisch unabhängig angenommen werden, sodass die Gesamtunsicherheit nach dem Prinzip von Gauß [\rightarrow Gl. (3.18)] berechnet wird. In Abbildung 5.3 ist exemplarisch für einen Verlauf des Wärmedurchgangskoeffizienten über der Wandüberhitzung die aus den einzelnen Messunsicherheitsanteilen resultierende Gesamtunsicherheit aufgetragen. Der $2\sigma_{\text{sta}}$ -Verlauf entspricht darin der um den Faktor $k = 2$ erweiterten Gesamtunsicherheit. Der ebenfalls dargestellte $2\sigma_{\text{sta, sys}}$ -Verlauf beinhaltet neben den statistischen Unsicherheitsanteilen zusätzlich den systematischen Anteil. Grund für die Berücksichtigung dieses zusätzlichen Unsicherheitsanteils ist, wie in Kapitel 3.5 beschrieben, die Anwendung der Dampfdruckkurve zur Berechnung der Sättigungstemperatur. Zwar führt insbesondere im Bereich geringer Wandüberhitzung die Berücksichtigung des systematischen Anteils zu einer erheblichen Vergrößerung der Gesamtunsicherheit, jedoch bleibt dieser Messunsicherheitsanteil für den Vergleich der Ergebnisse unberücksichtigt. Für die detaillierte Betrachtung der einzelnen statistischen Unsicherheitsanteile der Messgrößen sind in Abbildung 5.4 die Werte der erweiterten Gesamtunsicherheit ($k = 2$) des Wärmedurchgangskoeffizienten sowie der Wandüberhitzung als Balkendiagramm dargestellt, wobei die farblich markierten Bereiche den jeweiligen prozentualen Unsicherheitsbeiträgen entsprechen. Wie aus den Anteilen des Balkendiagramms hervorgeht, ist die Ge-

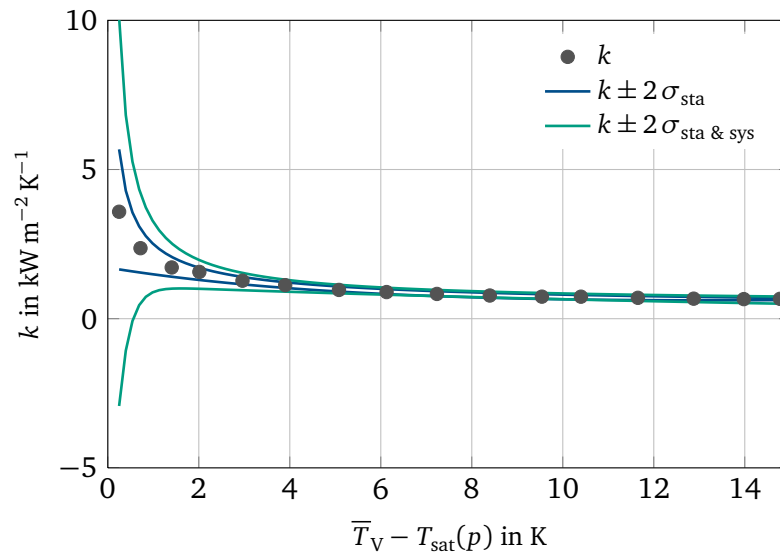


Abbildung 5.3: Unsicherheit des Wärmedurchgangskoeffizienten (V4, Methanol, $T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$)

samtunsicherheit des Wärmedurchgangskoeffizienten für den Bereich kleiner Wandüberhitzung von den Unsicherheitsanteilen der Temperaturen \bar{T}_V und T_{sat} dominiert, wohingegen mit zunehmender Wandüberhitzung diese Anteile vernachlässigbar werden und die Gesamtunsicherheit durch den Anteil der Stromstärkenmessung geprägt ist. Zudem belegen die im rechten Graph dargestellten Ergebnisse, dass die Unsicherheit der Sättigungstemperatur in vergleichbarer Größe zur Unsicherheit der Verdampfertemperatur ist, was die Eignung der Druckmessung zur Bestimmung der Sättigungstemperatur belegt.

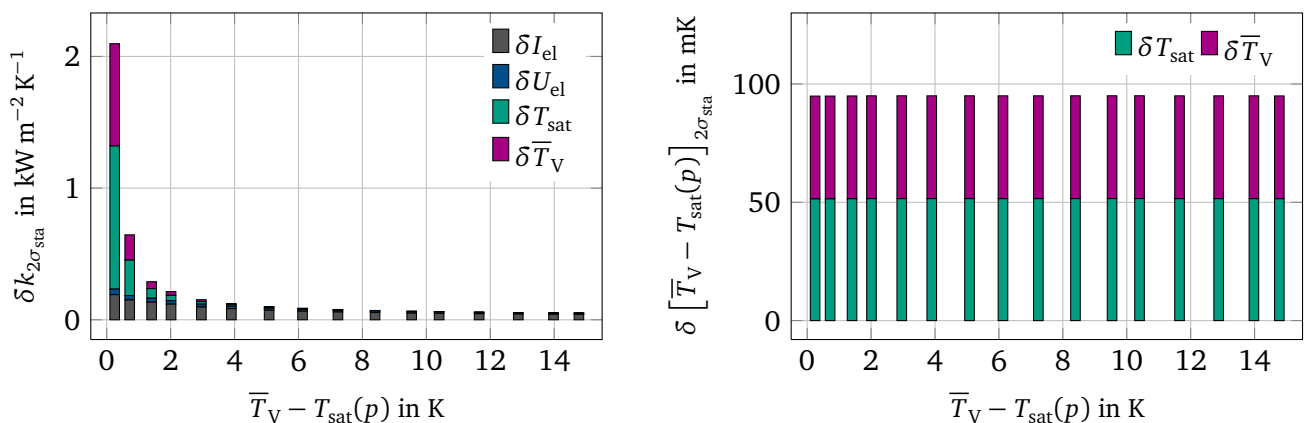


Abbildung 5.4: statistische Unsicherheit des Wärmedurchgangskoeffizienten (links) und der Wandüberhitzung (rechts) (V4, Methanol, $T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$)

5.2 Vergleich experimenteller und numerischer Ergebnisse

Zum Vergleich der Ergebnisse der Experimente mit denen des numerischen Modells werden die Verläufe der Wärmedurchgangskoeffizienten k und k_{num} miteinander verglichen. Ziel dieser Gegenüberstellung ist der Nachweis der Vergleichbarkeit beider Ergebnisse, sodass in den nachfolgenden Unterkapiteln für die detaillierte Beschreibung des Einflusses ausgewählter Parameter die Resultate des numerischen

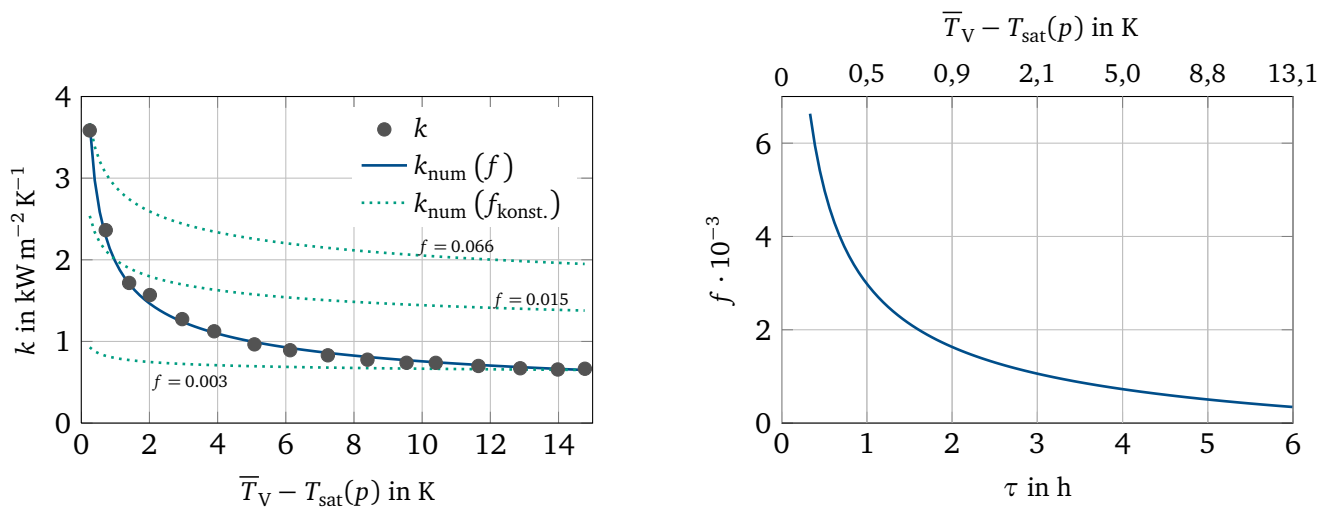


Abbildung 5.5: links: Wärmedurchgangskoeffizient k_{num} und k ; rechts: angepasster Kondensationskoeffizienten in Abhängigkeit der Versuchsdauer und der Wandüberhitzung (V4, Methanol, $T_{\text{sat}} = 20^\circ \text{C}$)

Modells verwendet werden können. Durch den Vergleich konnte, neben den mit der eingesetzten Messtechnik erfassten Größen, der im Experiment unbekannte Kondensationskoeffizient f als wesentlicher, den Wärmeübergang bestimmender, Parameter identifiziert werden. Mit den im vorangegangenen Kapitel diskutierten Ergebnissen (\rightarrow Abb. 4.18 und 4.19) wurde die Bedeutung des, ebenfalls mit der verwendeten Messtechnik nicht eindeutig bestimmbar Parameter R_{Ecke} für den Wärmeübergang aufgezeigt. Da jedoch dieser unbekannte Parameter im Verlauf der Experimente als konstant angesehen wird, wurde für alle Berechnungen dessen Wert auf $10 \mu\text{m}$ gesetzt. Somit ist der Kondensationskoeffizient f der einzig frei wählbare Parameter zur Anpassung des numerischen Modells an den experimentell bestimmten Wärmeübergang. An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, dass bei Vorgabe eines zu $10 \mu\text{m}$ abweichenden Wertes von R_{Ecke} die im Folgenden erläuterte Anpassung des Kondensationskoeffizienten erneut durchzuführen wäre. In Abbildung 5.5 sind beispielhaft die Ergebnisse des Verdampfers Nr. 4 aufgetragen. Die im linken Graph abgebildeten Verläufe des Wärmedurchgangskoeffizienten k_{num} besitzen für konstante Werte des Kondensationskoeffizienten eine, verglichen zum Experiment, ähnliche Charakteristik, wobei die Absolutwerte deutlich voneinander abweichen. Durch die im rechten Graph dargestellte Anpassung des Parameters f ist jedoch eine gute Übereinstimmung der Ergebnisse im Bereich kleiner $\pm 7\%$ erzielbar. Dies wird ebenfalls durch den in Anhang A.13 dargestellten Verlauf der zugeführten Wärmestromdichte über der Wandüberhitzung bestätigt. Wie die numerischen Ergebnisse verdeutlichen, führt die Reduzierung des Kondensationskoeffizienten zu einer signifikanten Abnahme des Wärmedurchgangskoeffizienten. Begründet ist dies durch die Abhängigkeit des Wärmeübergangs vom Wärmewiderstand an der Phasengrenze. Dieser nach Gleichung (4.38) definierte Widerstand ist eine Funktion von eben diesem Kondensationskoeffizienten und findet sowohl bei der Berechnung des Wärmestroms der Mikrozone [\rightarrow Gl. (4.44)], wie auch im Makromodell Anwendung (\rightarrow Abb. 4.14).

Wie bereits in Kapitel 4 aufgeführt, liegen die in der Literatur angegebenen Werte des Kondensationskoeffizienten von Methanol zwischen 0,034 und 0,89 [32, 73, 80]. Marek und Straub [72] weisen in ihrer Arbeit zudem darauf hin, dass die Anlagerung oberflächenaktiver Substanzen an der Phasengrenze in der Größenordnung weniger ppm die Abnahme des Parameters f um mehrere Zehnerpotenzen bewirken kann. Zwar wurden die Experimente mit technisch reinen bzw. reinsten Fluiden [119, 120] durchgeführt, jedoch ist eine Verunreinigung in dieser Größenordnung nicht auszuschließen. Neben einer möglichen Abhängigkeit des Kondensationskoeffizienten von der Wandüberhitzung erscheint die ebenfalls im rechten Graph der Abbildung 5.5 dargestellte zeitliche Abnahme des Parameters f , aufgrund der Akkumulation von Verunreinigungen an der Phasengrenze, im Verlauf einer Messreihe plausibel. Diese Aussage kann jedoch mit der eingesetzten Messtechnik nicht überprüft werden und bleibt somit ohne Beleg.

Als Fazit des Vergleiches der experimentell bestimmten Wärmedurchgangskoeffizienten mit denen des numerischen Modells kann festgehalten werden, dass durch die Anpassung des Kondensationskoeffizienten eine sehr gute Übereinstimmung der Ergebnisse ($< \pm 7\%$) erzielt werden kann. Diese Vergleichbarkeit rechtfertigt demnach die Anwendung des an das jeweilige Experiment angepassten numerischen Modells für eine detaillierte Beschreibung des Wärmeübergangs, welche mit der eingesetzten Messtechnik nicht möglich ist.

5.3 Einfluss der zugeführten Wärmestromdichte

Für die Untersuchung des Einflusses der zugeführten Wärmestromdichte beziehungsweise der sich daraufhin einstellenden Wandüberhitzung wurde die dem Verdampfer zugeführte Wärmestromdichte stufenweise bis zum Erreichen der Siedegrenze erhöht. In Abbildung 5.6 sind die experimentell bestimmten Verläufe des Wärmedurchgangskoeffizienten der Verdampfer Nr. 1 bis Nr. 5 bei der Verwendung von Methanol und einer Sättigungstemperatur von 20°C über der effektiven Wärmestromdichte aufgetragen. Generell besitzen alle Verläufe eine vergleichbare Charakteristik, wonach sich der Maximalwert des Wärmedurchgangskoeffizienten bei der minimalen Wärmestromdichte einstellt und mit zunehmender Wärmestromdichte kontinuierlich bis zum Einsetzen von lokalem Sieden abnimmt. Diese messtechnisch bestimmte Abnahme des Wärmedurchgangskoeffizienten vom jeweiligen Maximalwert des Verdampfers bis zum Einsetzen des Blasensiedens liegt zwischen 72 % und 84 %, wobei keine eindeutige Abhängigkeit von der jeweiligen Oberflächentopografie festgestellt werden kann. Weiter belegen die Ergebnisse, dass mit Zunahme der Kontaktlinienlänge l_{3-Kl} sowie der Größe der Phasengrenze A_{ph} der Absolutwert des Wärmedurchgangskoeffizienten sowie die maximal übertragbare Wärmestromdichte bis zum Erreichen der Siedegrenze ansteigt. Wie durch die in Abbildung 2.4 zusammengefassten Literaturdaten zu erwarten war, besitzt Verdampfer Nr. 5, welcher aus einer Kombination von *Re-Entrant* Kanälen und einer porösen Schicht besteht, die höchsten Wärmedurchgangskoeffizienten aller untersuchten Oberflächen.

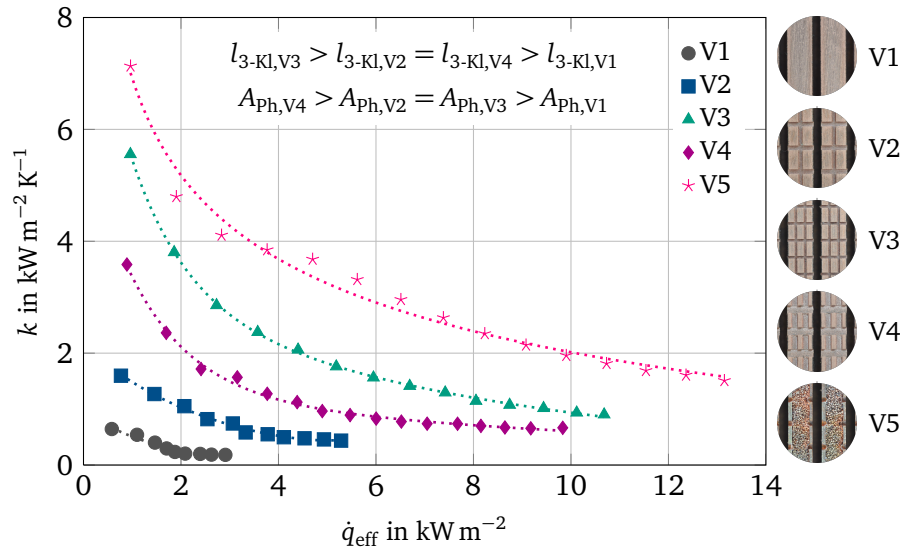


Abbildung 5.6: Wärmedurchgangskoeffizient in Abhängigkeit der effektiven Wärmestromdichte (Methanol, $T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$)

Von den Oberflächen mit geometrisch definierter Struktur besitzt die Probe mit längster Kontaktlinie (Nr. 3) die höchsten Wärmedurchgangskoeffizienten.

Wie im vorangegangenen Kapitel erläutert, ist durch die richtige Wahl des für das numerische Modell benötigten Kondensationskoeffizienten die Anpassung des Wärmedurchgangskoeffizienten an die Ergebnisse der Experimente möglich. Dies ermöglicht die folgende Beschreibung des Wärmeübergangs anhand der numerischen Ergebnisse. Im linken Teil der Abbildung 5.7 sind die Verläufe des im Bereich der Mikrozone sowie innerhalb des makroskopischen Flüssigkeitsmeniskus prozentual übertragenen Wärmestroms über der dem Gesamtmodell zugeführten Wärmestromdichte aufgetragen. Die Ergebnisse belegen die kontinuierliche Abnahme des innerhalb der Mikrozone übertragenen Wärmestroms bei zunehmender Wärmestromdichte. Diese Abnahme des Einflusses der Mikrozone liegt in dem wachsenden Wärmewiderstand der Flüssigkeit zwischen Wand und Phasengrenze begründet, was auf die im rechten Graph der Abbildung dargestellte Zunahme der Filmdicke δ zurückzuführen ist. Wird beispielsweise die zugeführte Wärmestromdichte von 1 kW m^{-2} auf 5 kW m^{-2} erhöht, so nimmt die Filmdicke an der Stelle $\xi = 5 \mu\text{m}$ um den Faktor 1,6 zu, was bei dem betrachteten Verdampfer Nr. 4 in der Abnahme des im Bereich der Mikrozone übertragenen Wärmestroms von 66% auf 31% resultiert. Bezogen auf den absolut übertragenen Wärmestrom führt jedoch die Erhöhung der zugeführten Wärmestromdichte zur Steigerung des durch die Mikrozone übertragenen Wärmestroms und somit zum Anstieg der Verdampfungsrate. Unter Voraussetzung eines stationären Flüssigkeitsfilms bedingt dieser Anstieg die Zunahme des Flüssigkeitsstroms in den wandnahen Bereich, was wiederum, wie in Kapitel 2.2.1 erläutert, die dargestellte Zunahme der Filmdicke bedingt (\rightarrow Abb. 2.9). Wie im vorangegangenen Kapitel beschrieben, ist der Wärmeübergang innerhalb der Mikrozone abhängig von einer Vielzahl thermophysikalischer Stoffwerte. Insbesondere der unbekannte Wert des Kondensationskoeffizienten besitzt, wie die Ergebnisse der Parameterstudien belegen (\rightarrow Tab. A.9 und A.12), aufgrund seiner Relevanz für den Wärmewiderstand an der Phasengrenze,

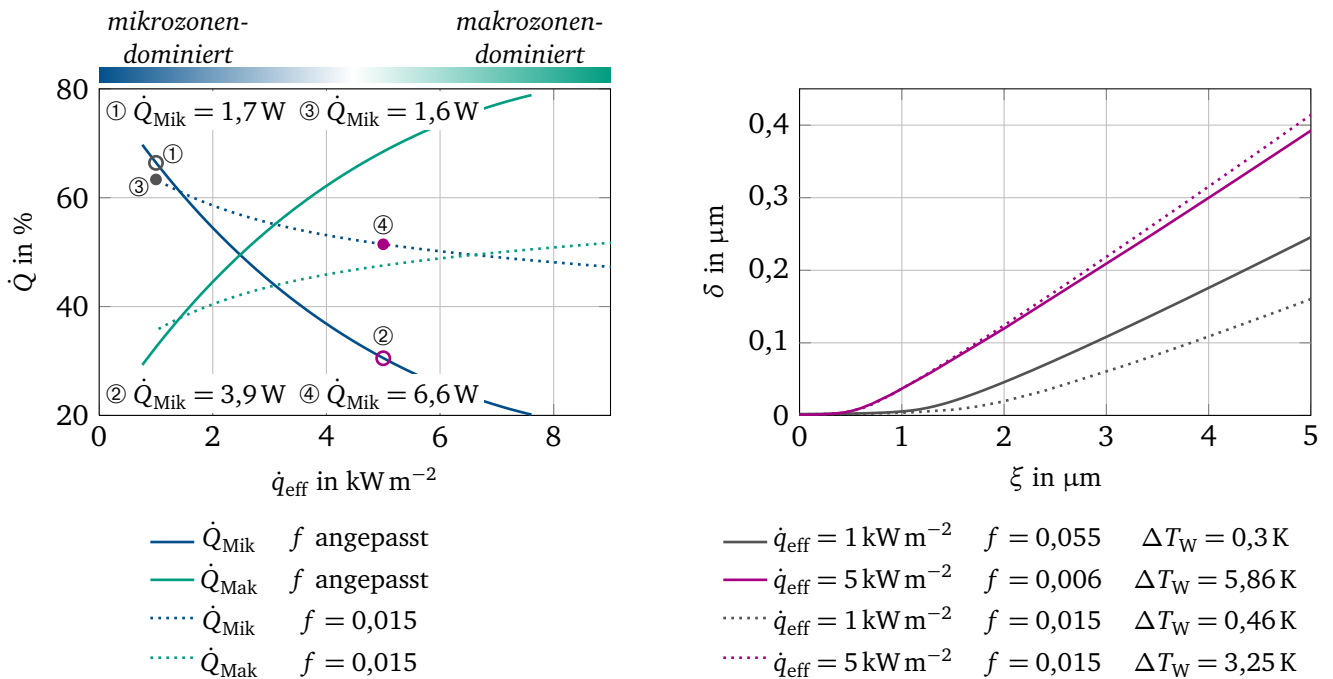


Abbildung 5.7: links: prozentuale Verteilung des übertragenen Wärmestroms; rechts: Verlauf der Filmdicke in Abhängigkeit der effektiven Wärmestromdichte (V4, Methanol, $T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$)

maßgeblichen Einfluss. Zudem ist, wie in Kapitel 5.7 untersucht, der globale Wärmeübergang und die damit verbundene Aufteilung des Wärmestroms durch die Mikro- bzw. Makrozone abhängig von der geometrischen Gestalt der Verdampferoberfläche. Aus diesen Gründen kann, anders als in den Arbeiten von beispielsweise Stephan und Busse [110], Kobayashi et al. [54] oder Wang et al. [123], keine quantitative Aussage hinsichtlich des durch den Bereich der Mikrozone übertragenen Wärmestroms getroffen werden. Die in dieser Arbeit gewählte Beschreibung des Einflusses der Mikrozone beschränkt sich lediglich auf die Aufteilung des Wärmeübergangs in die Abschnitte des *mikrozonendominierten* sowie des *makrozonendominierten* Wärmeübergangs, ohne dass deren Bereiche eindeutig definiert werden. Als Beispiel für den anhand der numerischen Daten aufgezeigten abnehmenden Einfluss der Mikrozone sei auf die in Abbildung 5.6 dargestellten Verläufe des Wärmedurchgangskoeffizienten der Verdampfer Nr. 3 und Nr. 4 verwiesen. Im Bereich niedriger Wärmestromdichte liegt der Wert des Verdampfers Nr. 3 aufgrund seiner längeren 3-Phasen Kontaktlinie (510 cm zu 350 cm) deutlich oberhalb des Wertes von Verdampfer Nr. 4, wohingegen eine Steigerung der Wärmestromdichte zu einer sukzessiven Angleichung beider Verläufe aufgrund des abnehmenden Einflusses der Mikrozone führt.

Die in diesem Unterkapitel aufgezeigte Abhängigkeit des Wärmedurchgangskoeffizienten von der zugeführten Wärmestromdichte steht in Übereinstimmung mit den in Abbildung 2.4 dargestellten Verläufen zahlreicher Publikationen. Beispielfhaft sei auf die Arbeit von Xia et al. [132] verwiesen, in welcher die Autoren den mit steigender Wärmestromdichte abnehmenden Wärmeübergangskoeffizienten ebenfalls auf das abnehmende Verhältnis des durch den Bereich dünnen Flüssigkeitsfilms übertragenen Wärmestroms zurückführen. Lediglich Brandt [7] konnte im Rahmen seiner experimentellen und theoretischen

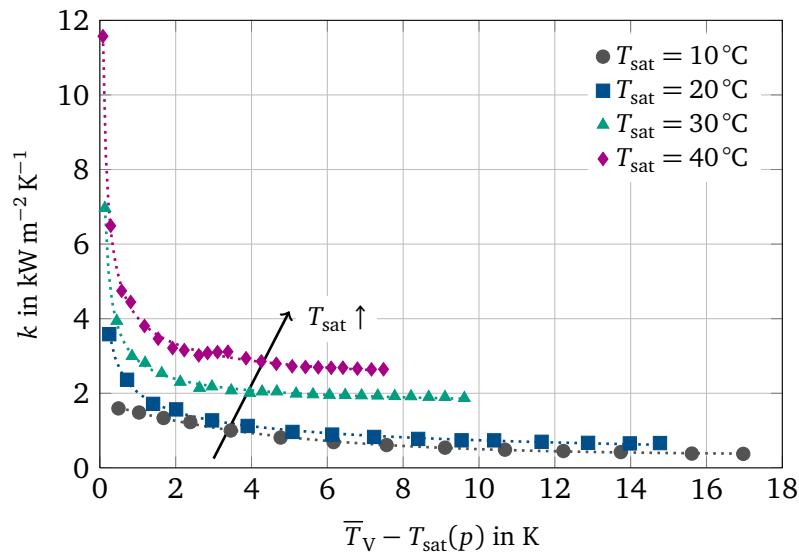


Abbildung 5.8: Wärmedurchgangskoeffizient in Abhängigkeit der Sättigungstemperatur (V4, Methanol)

schen Untersuchungen bei der Verwendung von Wasser keine eindeutige Abhängigkeit zwischen Wärmestromdichte und Wärmedurchgangskoeffizienten feststellen. Als Grund nennt er die vernachlässigbare Abhängigkeit des Wärmeübergangs innerhalb der Mikrozone und dem Bereich des makroskopischen Flüssigkeitsmeniskus von der zugeführten Wärmestromdichte. Diese Aussage steht jedoch im Widerspruch zu den in Abbildung A.14 dargestellten Ergebnissen des in der vorliegenden Arbeit genutzten Mikrozonenmodells, wonach auch der Wärmeübergang bei der Verwendung von Wasser eine nichtlineare Abhängigkeit gegenüber der Wandüberhitzung aufweist.

5.4 Einfluss der Sättigungstemperatur

Neben dem zuvor thematisierten Einfluss der zugeführten Wärmestromdichte wurde der Wärmeübergang hinsichtlich seiner Abhängigkeit von der im System herrschenden Sättigungstemperatur untersucht. Wie durch den in Abbildung 3.3 dargestellten Druckanstieg belegt, besitzt die verwendete Versuchsanlage eine sehr geringe Leckrate ($\leq 3 \cdot 10^{-5} \text{ mbar l s}^{-1}$), sodass unter Anwendung des in Kapitel 3.1.2 beschriebenen Verfahrens zur Aufbereitung der Kältemittel von einem Reinstoffsystem auszugehen ist. Diese Annahme erlaubt die Berechnung der Sättigungstemperatur aus dem gemessenen Druck mittels Dampfdruckkurve. Resultierend aus der durch die Anlagensteuerung realisierten aktiven Regelung der Sättigungstemperatur beträgt die maximale, durch die sprunghafte Änderung der zugeführten Wärmestromdichte hervorgerufene Druckerhöhung 0,5 mbar (\rightarrow Abb. 3.9). Die mit diesem Wert einhergehende Änderung der Sättigungstemperatur beträgt für Methanol ungefähr 80 mK (Aceton \approx 50 mK), sodass diese Temperatur unter Berücksichtigung ihrer Messunsicherheit über den gesamten Verlauf einer Messreihe als konstant angesehen werden kann. Wie in den Zielen der Arbeit formuliert, wurde die Sättigungstemperaturen im Rahmen der experimentellen Untersuchung aller Verdampfer zwischen 10°C und 40°C variiert, was einer Spanne des Sättigungsdrucks für Methanol von 74 mbar bis 355 mbar entspricht

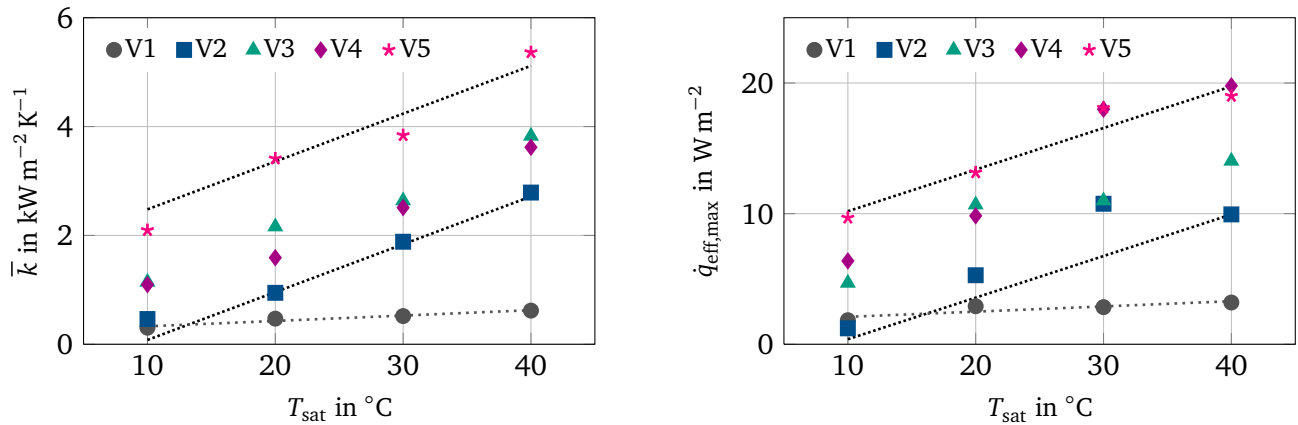


Abbildung 5.9: mittlerer Wärmedurchgangskoeffizient (links) und maximale Wärmestromdichte (rechts) über der Sättigungstemperatur (Methanol)

(Aceton 155 mbar – 566 mbar). In Abbildung 5.8 sind wie im vorangegangenen Abschnitt aus Gründen der Übersicht lediglich die experimentell bestimmten Werte der Wärmedurchgangskoeffizienten des Verdampfers Nr. 4 über der Wandüberhitzung dargestellt. Die Ergebnisse der übrigen Verdampfer sowie die Werte bei der Verwendung von Aceton können dem Anhang A.12 entnommen werden.

Die experimentell bestimmten Wärmedurchgangskoeffizienten weisen auch bei Variation der Sättigungstemperatur die im vorangegangenen Kapitel beschriebene Abhängigkeit von der zugeführten Wärmestromdichte beziehungsweise der sich einstellenden Wandüberhitzung auf, wonach die Werte bei minimaler Temperaturdifferenz maximal sind und mit zunehmender Wandüberhitzung kontinuierlich abnehmen. Des Weiteren besitzen die Verläufe des Wärmedurchgangskoeffizienten eine erkennbare Abhängigkeit von der im Verdampfer-Kondensator-System herrschenden Sättigungstemperatur, was in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen zahlreicher Autoren steht (→ Abb. 2.5).

Wird, wie im linken Teil der Abbildung 5.9 dargestellt, die Sättigungstemperatur von 10°C auf 40°C erhöht, so steigt der bis zu einer Wandüberhitzung von 8 K gemittelte Wärmedurchgangskoeffizient \bar{k} unabhängig von der Verdampferoberfläche linear mit ungefähr $88 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-2}$ an (Aceton $34 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-2}$). Lediglich die Ergebnisse des Verdampfers Nr. 1, welcher ausschließlich über *Re-Entrant* Kanäle verfügt, besitzen mit $10 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-2}$ eine deutlich geringere Abhängigkeit von der Sättigungstemperatur, was auf den insgesamt niedrigeren Wärmeübergang zurückzuführen ist. Diese, unabhängig von der Oberflächentopografie (mit Ausnahme von V1), konstante Zunahme des Wärmedurchgangskoeffizienten resultiert aus der im Folgenden erläuterten Temperaturabhängigkeit der Stoffwerte. Zudem ist mit dem Anstieg der Sättigungstemperatur die im rechten Graph dargestellte Zunahme der Wärmestromdichte bei Erreichen der Siedegrenze verbunden. Demnach steigt, wiederum mit Ausnahme des Verdampfers Nr. 1, der Wert $\dot{q}_{\text{eff,max}}$ unabhängig von dem jeweiligen Absolutwert linear mit ungefähr $0,32 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ (Aceton $0,21 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$) an. Diese mittels der Experimente aufgezeigte Verbesserung des global bestimmten Wärmedurchgangskoeffizienten mit steigender Sättigungstemperatur ist auf die sich ändernden thermophy-

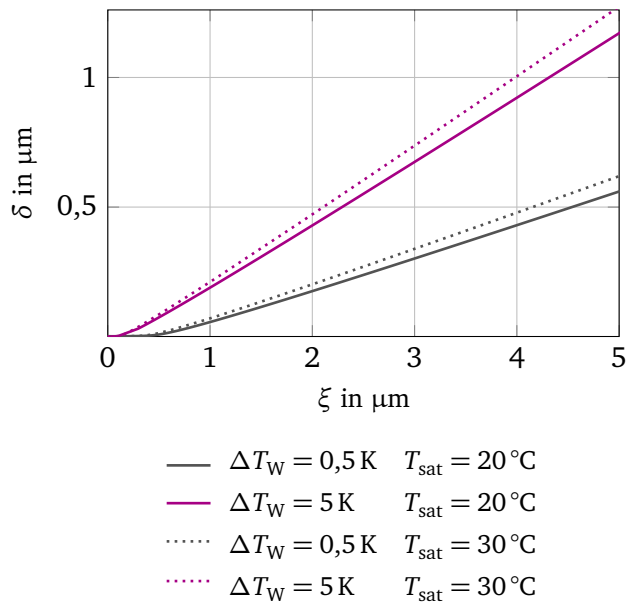
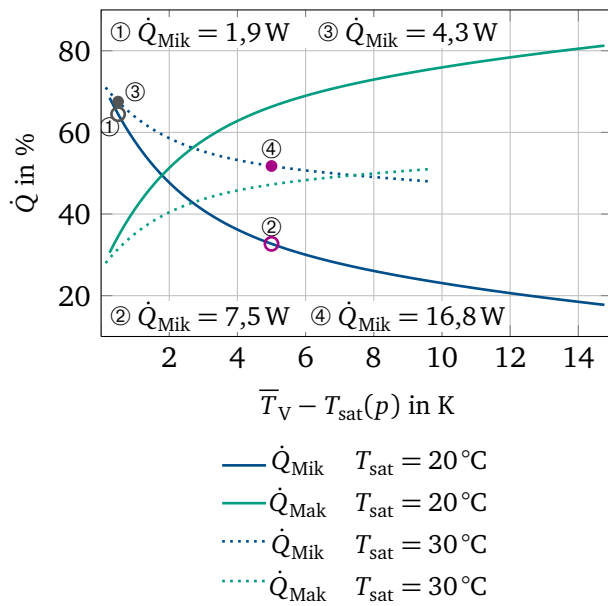


Abbildung 5.10: links: prozentuale Verteilung des übertragenen Wärmestroms in Abhängigkeit von T_{sat} ; rechts: Verlauf der Filmdicke innerhalb der Mikrozone in Abhängigkeit von T_{sat} (V4, Methanol, f angepasst)

sikalischen Stoffeigenschaften zurückzuführen. Insbesondere die in Anhang A.5 dargestellte Zunahme der Dampfdichte ρ_d um das 4,5-fache (Aceton 3,4-fache) zwischen 10°C und 40°C sowie die Temperaturabhängigkeit der Verdampfungsenthalpie Δh_v und des Kondensationskoeffizienten f führt im betrachtenden Intervall der Sättigungstemperatur zu einer mittleren Abnahme des Wärmewiderstandes um $4,8\%$ pro Kelvin (Aceton $4,3\% \text{ K}^{-1}$; \rightarrow Abb. A.4).

Zur weiteren Beschreibung des Einflusses der sich ändernden Sättigungstemperatur sind in Abbildung 5.10 die Verläufe des innerhalb der Mikro- und Makrozone prozentual übertragenen Wärmestroms sowie die Entwicklung der Filmdicke für eine Sättigungstemperatur von 20°C und 30°C dargestellt. Im Rahmen der in Kapitel 4.2.2 vorgestellten Ergebnisse des Mikrozonensmodells wurden in Abbildung 4.10 die Verläufe des durch die Mikrozone integral übertragenen Wärmestroms \dot{Q}_{Mik} in Abhängigkeit von der Sättigungstemperatur aufgetragen. Demnach ist dieser Wärmestrom für eine Wandüberhitzung kleiner einem Kelvin nahezu unabhängig vom Wert der Sättigungstemperatur, was sich, wie dargestellt, bei steigender Wandüberhitzung jedoch ändert. Diese aus der Zunahme der Sättigungstemperatur resultierende Abnahme von \dot{Q}_{Mik} spiegelt sich ebenfalls in den in Abbildung 5.10 dargestellten Verläufen der prozentualen Verteilung des Wärmestroms wieder. Zwar nimmt die Wärmeleitfähigkeit der Flüssigkeit bei Zunahme der Sättigungstemperatur geringfügig ab (Methanol $0,16\% / \text{K}$, Aceton $0,25\% / \text{K}$), jedoch ist die Änderung des Wärmewiderstands im wandnahen Bereich maßgeblich durch die Abnahme des Widerstands an der Phasengrenze dominiert. Steigt die Sättigungstemperatur an, führt dies demnach zu einer Steigerung des Wärmeübergangs beziehungsweise zum Anstieg des Verdampfungsmassenstroms im Bereich der Mikrozone, was, wie zuvor erläutert, die im rechten Graph der Abbildung 5.10 dargestellte Zunahme der Filmdicke bedingt.

5.5 Einfluss des verwendeten Kältemittels

Zur experimentellen Untersuchung des Wärmeübergangs hinsichtlich seiner Abhängigkeit von den thermophysikalischen Stoffeigenschaften der eingesetzten Kältemittel wurden die Versuche unter Verwendung von Methanol und Aceton durchgeführt. Im Zuge der im Folgenden vorgestellten Auswertung werden, neben den auf Grundlage der Messdaten berechneten Wärmedurchgangskoeffizienten, ausgewählte Stoffeigenschaften verglichen. Wie bereits im Rahmen der Parameterstudien im vorangegangenen Kapitel erwähnt, sind die Dampfdichte, die Verdampfungsenthalpie sowie der Kondensationskoeffizient aufgrund ihrer Relevanz für den Wärmewiderstand an der Phasengrenze von besonderem Interesse. Zudem wird die Wärmeleitfähigkeit der Flüssigkeit aufgrund ihres Einflusses auf den Wärmewiderstand des Flüssigkeitsfilms untersucht. Die in der Literatur häufig verwendete Kennzahl zum Vergleich von Fluiden hinsichtlich ihrer Eignung zum Einsatz in Wärmerohren ist die *Merit-Zahl* M [92].

$$M = \frac{\rho_f \sigma \Delta h_v}{\eta_f} \quad (5.1)$$

Diese setzt die thermodynamischen Eigenschaften (Δh_v) mit den strömungstechnischen Eigenschaften (ρ_f , σ , η_f) des betreffenden Kältemittels ins Verhältnis. Demnach ist ein hoher Wert der Verdampfungsenthalpie sowie der Flüssigkeitsdichte gleichbedeutend mit einem geringen Volumenstrom, welcher durch die den stationären Wärmeübergang limitierende Kapillardruckdifferenz gefördert werden muss. Eine hohe Oberflächenspannung ist gleichbedeutend mit einem hohen Kapillardruck [\rightarrow Gl. (2.1)] und eine geringe dynamische Viskosität reduziert den Strömungsdruckverlust aufgrund von Reibung [\rightarrow Gl. (4.10)], wodurch der ausreichende Flüssigkeitstransport auch bei höheren Wärmeströmen ermöglicht wird. Für Methanol beträgt die *Merit-Zahl* bei 20 °C $3,6 \cdot 10^{10} \text{ kg s}^{-3}$ und steigt mit zunehmender Sättigungstemperatur im betrachteten Temperaturbereich linear an. Für das ebenfalls untersuchte Kältemittel Aceton lautet der Wert der *Merit-Zahl* $3,2 \cdot 10^{10} \text{ kg s}^{-3}$, wobei dieser im betrachteten Temperaturbereich nahezu konstant ist.

In Abbildung 5.11 sind die experimentell bestimmten Verläufe der Wärmedurchgangskoeffizienten des Verdampfers Nr. 4 für Methanol und Aceton bei einer Sättigungstemperatur von 20 °C und 30 °C über der Wandüberhitzung aufgetragen. Demnach übersteigen die dargestellten Wärmedurchgangskoeffizienten bei der Verwendung von Methanol die des Acetons im Mittel um das Fünffache. Neben dem Absolutwert ist, wie die Verläufe belegen, die Abhängigkeit des Wärmeübergangs von der zugeführten Wärmestromdichte sowie die sich maximal einstellende Wandüberhitzung bis zum Einsetzen des Blasensiedens durch die Wahl des Kältemittels bestimmt. Zwar besitzen die Wärmedurchgangskoeffizienten bei der Verwendung von Aceton die in Kapitel 5.3 beschriebene Abhängigkeit von der zugeführten Wärmestromdichte, jedoch ist deren Abnahme mit 48% bis 76% im Vergleich zu den Ergebnissen bei der Verwendung von Methanol geringer (72% – 84%). Ebenfalls ist der Anstieg des mittleren Wärmedurchgangskoeffizien-

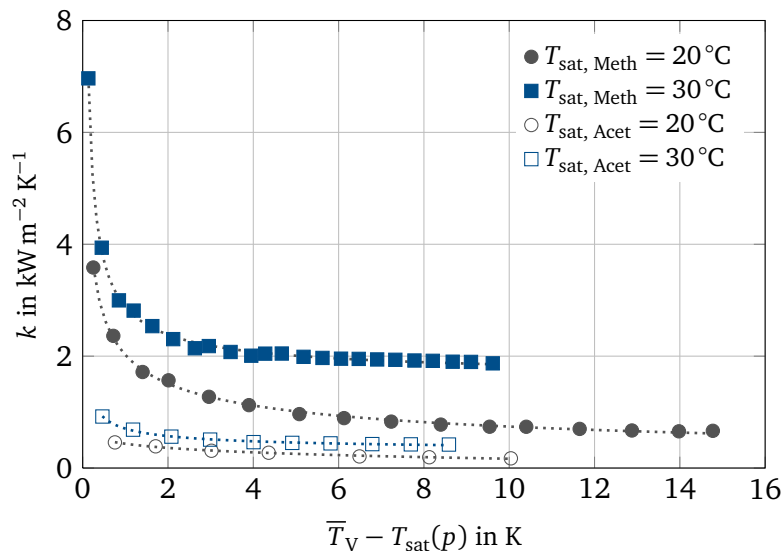


Abbildung 5.11: Wärmedurchgangskoeffizient in Abhängigkeit des Kältemittels (V4)

ten bei Zunahme der Sättigungstemperatur mit $34 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-2}$ verglichen zu den Werten bei Verwendung von Methanol ($88 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-2}$) weniger stark ausgeprägt. Wie durch die Bilder der S/W-Kamera (→ Abb. A.13) und die Ergebnisse des hydrodynamischen Modells (→ Kap. 4.1.1) belegt, ist davon auszugehen, dass für beide Kältemittel bis zum Erreichen der Siedegrenze sämtliche Kanäle der Oberfläche vollständig mit Flüssigkeit gefüllt sind. Somit ist der verminderte Wärmeübergang bei der Verwendung von Aceton nicht auf die partielle Austrocknung der Verdampferoberfläche zurückzuführen, sondern resultiert aus den unterschiedlichen Stoffeigenschaften beider Kältemittel.

Für den weiteren Vergleich der untersuchten Kältemittel sind im linken Graph der Abbildung 5.12 die bis zu einer Wandüberhitzung von 8 K gemittelten Wärmedurchgangskoeffizienten bei Verwendung von Methanol auf die Werte des Acetons bezogen. Aufgrund des geringen Wärmeübergangs bei der Untersuchung von Aceton bei einer Sättigungstemperatur von 10°C wurde auf die Angabe dieser Datenpunkte der Verdampfer Nr. 1, Nr. 2 und Nr. 4 verzichtet. Den dargestellten Ergebnissen aller Verdampfer ist gleich, dass das Verhältnis der Wärmedurchgangskoeffizienten mit steigender Sättigungstemperatur, unabhängig von dem jeweiligen Absolutwert, mit ungefähr $0,08 \text{ K}^{-1}$ abnimmt. Verglichen dazu beträgt das dargestellte Verhältnis der *Merit*-Zahl 1,15 und steigt mit zunehmender Sättigungstemperatur an. Somit ist auf Grundlage dieser Kennzahl lediglich die Vorhersage des höheren Wärmedurchgangs bei Verwendung von Methanol möglich, ohne diesen jedoch genauer quantifizieren zu können. Zudem besitzen die dargestellten Ergebnisse eine gegensätzliche Abhängigkeit von der Sättigungstemperatur, sodass eine Aussage hinsichtlich der Abhängigkeit des Verhältnisses der Wärmedurchgangskoeffizienten bei Änderung der Sättigungstemperatur anhand der *Merit*-Zahl ebenfalls nicht möglich ist. Lediglich in dem Quotient der Dampfdichte und dem damit verbundenen Verhältnis des Wärmewiderstandes an der Phasengrenze findet sich die im Experiment bestimmte Abnahme des Verhältnisses der Wärmedurchgangskoeffizienten bei zunehmender Sättigungstemperatur wieder.

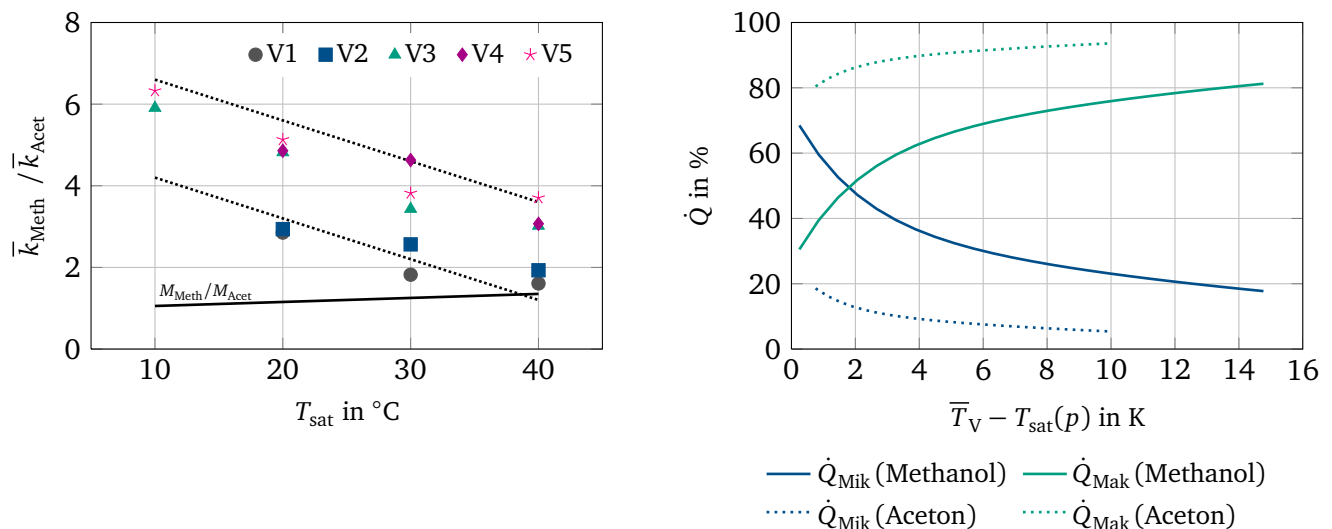


Abbildung 5.12: links: Verhältnis der Wärmedurchgangskoeffizienten in Abhängigkeit von der Sättigungstemperatur; rechts: prozentuale Verteilung des übertragenen Wärmestroms für Methanol und Aceton (V4, $T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$, f angepasst)

Für die weitere Beschreibung der unterschiedlichen Wärmeübertragungseigenschaften beider Kältemittel wird im Folgenden wiederum auf die Ergebnisse des numerischen Modells zurückgegriffen. Im rechten Graph der Abbildung 5.12 ist die prozentuale Verteilung des insgesamt übertragenen Wärmestroms über der Wandüberhitzung aufgetragen. Die Ergebnisse bestätigen die in Kapitel 4.2.2 getroffenen Aussagen hinsichtlich des Wärmetransportes durch die Mikrozone, wonach insbesondere der dickere Flüssigkeitsfilm des Acetons (\rightarrow Abb. 4.8) sowie die um den Faktor 1,24 höhere Wärmeleitfähigkeit der Flüssigkeit von Methanol zu der unterschiedlichen Verteilung des übertragenen Wärmestroms beider Kältemittel führt.

Zusammenfassend lässt sich für die Abhängigkeit des Wärmeübergangs von dem eingesetzten Kältemittel festhalten, dass sich die in der Literatur genutzte *Merit*-Zahl zur Beschreibung der Wärmeübertragungseigenschaften beziehungsweise zum Vergleich der Fluiden nur rudimentär eignet. Weder konnte das experimentell bestimmte Verhältnis der Wärmedurchgangskoeffizienten noch dessen Abhängigkeit von der Sättigungstemperatur mit den Werten der *Merit*-Zahl nachvollzogen werden. Der Vergleich, der mittels numerischem Modell bestimmten Verteilung des übertragenen Wärmestroms, verdeutlicht den für Aceton geringeren Einfluss der Mikrozone auf den globalen Wärmeübergang. Dies spiegelt sich in den experimentellen Ergebnissen in Form einer nur geringfügigen Änderung des Wärmedurchgangskoeffizienten bei Zunahme der Wandüberhitzung wieder (\rightarrow Abb. 5.11).

5.6 Siedegrenze

Im folgenden Kapitel werden die Ergebnisse der Experimente hinsichtlich einer Beschreibung der Siedegrenze ausgewertet. Wie bereits in Kapitel 3.2 erwähnt, dient diese Grenze als Abbruchkriterium der

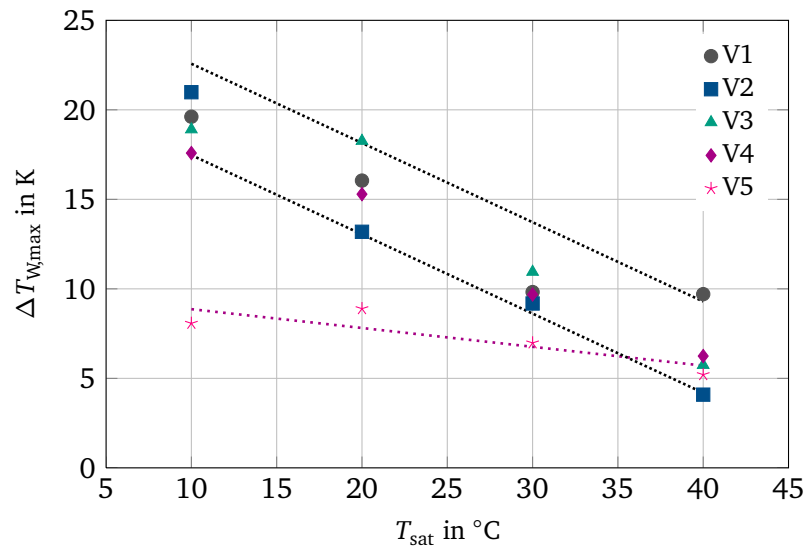


Abbildung 5.13: maximale Wandüberhitzung bei Erreichen der Siedegrenze (Methanol)

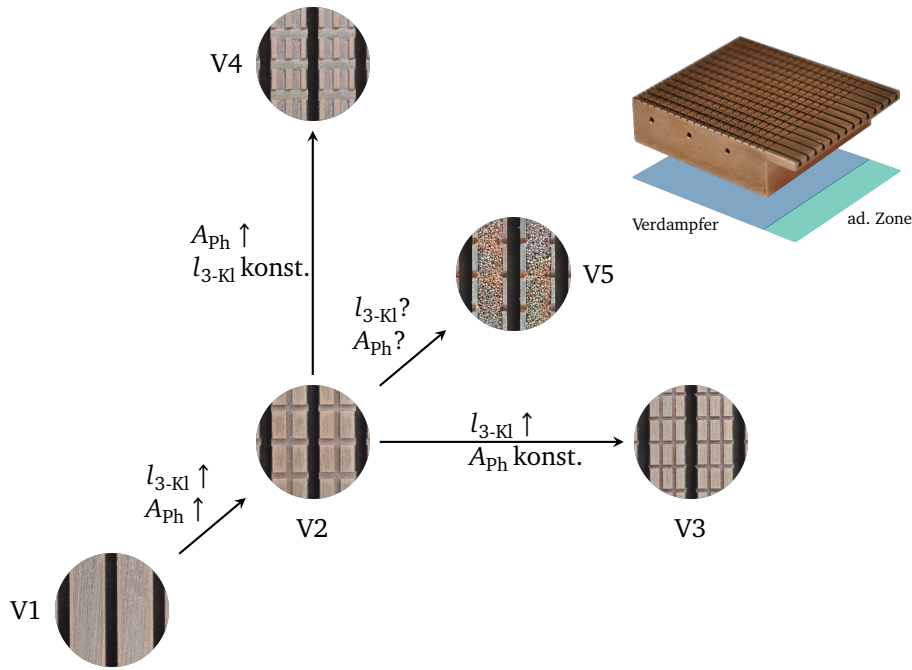
Versuchsdurchführung und ist erreicht, sobald Blasensieden auf der Verdampferoberfläche einsetzt. Dieser Wechsel der Siedeform ist messtechnisch durch die sprunghafte Abnahme der Verdampfertemperatur sowie die Zunahme des Systemdrucks, welche durch den sprunghaften Anstieg des Verdampfungsmassenstroms begründet ist, bestimmbar (\rightarrow Abb. 3.9). Zudem ermöglichen die Bilder der Infrarotkamera die Visualisierung des Übergangs vom stillen Sieden hin zum Blasensieden. Wie mit der in Anhang A.6 dargestellte Bildersequenz verdeutlicht, setzt das Blasensieden in der Mitte der Verdampferoberfläche ein ohne eine vorhergehende partielle Austrocknung einzelner Kanäle.

In Abbildung 5.13 sind für die untersuchten Strukturen die Wandüberhitzung beim Erreichen der Siedegrenze in Abhängigkeit von der Sättigungstemperaturen aufgetragen. Die dargestellte Beschreibung der Siedegrenze erfolgt dabei, aufgrund der nicht ausreichenden Datenlage des Kältemittels Aceton, ausschließlich mit den experimentellen Experimente bei der Verwendung von Methanol. Durch die Wahl von Kupfer als Wandmaterial kann, aufgrund der hohen Wärmeleitfähigkeit, in guter Näherung davon ausgegangen werden, dass die Wandtemperatur unmittelbar am Übergang zur Flüssigkeit dem Mittelwert der Messebene der Pt100 entspricht. Zur Überprüfung der Gültigkeit dieser Annahme ist in Anhang A.14 das berechnete Temperaturfeld eines *Re-Entrant* Kanals für die maximale im Experiment gemessene Wandüberhitzung von 20 K abgebildet. Die daraus abgeleitete Temperaturdifferenz zwischen minimaler Wandtemperatur ein Millimeter unterhalb der Verdampferoberfläche und der Temperatur in Höhe der Pt100-Messebene beträgt lediglich 0,37 K, was die getroffene Annahme unter Berücksichtigung der Messunsicherheit der Pt100 bestätigt. Des Weiteren sind mögliche Temperaturgradienten innerhalb des Wandmaterials als Folge des Sollwertsprungs der zugeführten Wärmestromdichte aufgrund des geringen Temperaturanstiegs bei Annäherung an die Siedegrenze ebenfalls zu vernachlässigen. Den dargestellten Ergebnissen der Verdampfer Nr. 1 bis Nr. 4 ist gleich, dass die maximale Wandüberhitzung bei Zunahme der Sättigungstemperatur um ein Grad Celsius mit ungefähr 0,4 K abnimmt. Diese Abnahme ist für die gesinterte Oberfläche des Verdampfers Nr. 5 mit 0,1 K deutlich geringer und Blasensieden setzt be-

reits bei niedrigerer Wandüberhitzung ein. Die beschriebene Abhängigkeit der für das Einsetzen des Blasensiedens erforderlichen minimalen Wandüberhitzung von der Sättigungstemperatur wurde zuvor unter anderem von Hsu [44] und Sielaff [101] aufgezeigt. Carey [12] gibt zur Berechnung der minimal notwendigen Wandüberhitzung für das Einsetzen des Blasensiedens die in Anhang A.14 aufgeführte Gleichung an. Durch Anpassung des für diese Berechnung benötigten Radius der Keimstelle konnte eine gute Übereinstimmung zwischen berechneter und experimentell bestimmter Wandüberhitzung erzielt werden. So beträgt für einen Keimstellenradius von $7\text{ }\mu\text{m}$ die Abnahme der minimal notwendigen Wandüberhitzung $0,38\text{ K}$ pro Grad Celsius und ist damit ungefähr gleich dem experimentell bestimmten Wert. Hanlon et al. [39] definieren in ihrer Arbeit den Keimstellenradius bei der Untersuchung von gesinterten Pulverstrukturen zu ein Viertel des Korndurchmessers, was bei dem verwendeten Pulver einem Radius von $37,5\text{ }\mu\text{m}$ entspricht. Die mit diesem Wert berechnete mittlere Abnahme der Wandüberhitzung bei Einsetzen des Blasensiedens beträgt $0,07\text{ K}$ pro Grad Celsius, was die für Verdampfer Nr. 5 bestimmte Abnahme von $0,1\text{ K}$ bestätigt. Wie anhand dieser Ergebnisse belegt, ist die Gleichung von Carey somit auch für die in dieser Arbeit untersuchten Verdampferoberflächen zur Abschätzung der Wandüberhitzung bei Erreichen der Siedegrenze geeignet.

5.7 Einfluss der Oberflächentopografie

Ein Schwerpunkt des experimentellen Teils dieser Arbeit liegt in der Untersuchung der Abhängigkeit des Wärmeübergangs von der Oberflächentopografie des Verdampfers. Aus diesem Grund wurden zwei der die Oberfläche charakterisierenden Parameter, Länge der 3-Phasen Kontaktlinie l_{3-Kl} und Größe der Phasengrenzfläche A_{ph} , zwischen den untersuchten Verdampfern teils unabhängig voneinander variiert. Da während der Versuchsdurchführung sämtliche Kanäle bis zum Erreichen der Siedegrenze vollständig mit Flüssigkeit gefüllt sind (\rightarrow Kap. 5.5), leitet sich die Länge der 3-Phasen Kontaktlinie sowie der Wert der Phasengrenzfläche unter Annahme einer ebenen Phasengrenze aus den in Tabelle 3.1 aufgeführten Geometrieparametern ab. Der mit dieser Annahme einhergehende Fehler bei der Bestimmung der Fläche A_{ph} beträgt aufgrund der geringen Krümmung weniger als ein Prozent und wird daher im Rahmen der folgenden Auswertung vernachlässigt. Die in Kapitel 3.1.2 beschriebene Variation der Anzahl an Mikrokanäle, sowie deren Breite ermöglicht die in Abbildung 5.14 dargestellte systematische Untersuchung des Einflusses der beiden Oberflächenparameter l_{3-Kl} und A_{ph} auf den globalen Wärmeübergang. Für den Verdampfer Nr. 5 ist die Berechnung dieser Parameter aufgrund seiner gesinterten Oberfläche nicht möglich, sodass dessen Ergebnisse unberücksichtigt bleiben. Im Folgenden wird eine Aussage darüber getroffen, ob sich die Parameter l_{3-Kl} und A_{ph} zur Beschreibung des Wärmeübergangs über den gesamten Bereich der untersuchten Wandüberhitzung eignen – ein Ansatz, der in der Literatur bisher wenig Beachtung findet.



Verdampfer		Nr. 1	Nr. 2	Nr. 3	Nr. 4
l_{3-Kl}	cm	142,24	347,77	510,22	349,83
A_{Ph}	cm ²	6,40	12,87	12,92	19,60
l_{3-Kl} / A_{Ph}	cm ⁻¹	22,22	27,02	39,50	17,85

Abbildung 5.14: Variation der Oberflächenparameter l_{3-Kl} und A_{Ph}

Kontaktlinienlänge

Nach bisherigen Ergebnissen verschiedener Autoren [54, 110, 123], werden bis zu 69% des insgesamt dem Verdampfer zugeführten Wärmestroms im Bereich der Mikrozone übertragen. Die in Abbildung 5.12 dargestellte prozentuale Verteilung belegt zudem deren Abhängigkeit von dem eingesetzten Kältemittel sowie der vorliegenden Wandüberhitzung. Zur Bestimmung der Abhängigkeit des experimentell bestimmten Wärmedurchgangs von der Länge der 3-Phasen Kontaktlinie werden die Werte des Wärmedurchgangskoeffizienten nach Gleichung (5.2) auf die verdampferspezifische Kontaktlinienlänge bezogen. Die so für die beiden Kältemittel berechneten Verläufe der $k_{l_{3-Kl}}^*$ -Werte sind in Abbildung 5.15 über der Wandüberhitzung aufgetragen. Demnach führt der Bezug des Wärmedurchgangskoeffizienten auf den Parameter l_{3-Kl} zu einer Annäherung der experimentelle bestimmten Werte. Zur Quantifizierung dieser Angleichung ist in Abbildung 5.16 die nach Gleichung (5.4) definierte relative Mittelwertabweichung $\Delta k_{l_{3-Kl}}^*$ ebenfalls über der Wandüberhitzung aufgetragen. Die Ergebnisse liegen sowohl für das Kältemittel Methanol, wie auch für Aceton zumeist in einem Bereich von $\Delta k_{l_{3-Kl}}^* \pm 25\%$. Neben den in Kapitel 5.3 diskutierten Verläufen des Wärmedurchgangskoeffizienten bestätigt dieses Ergebnis die große Relevanz des kleinen Bereichs der Mikrozone auf den globalen Wärmeübergang. Die dargestellten

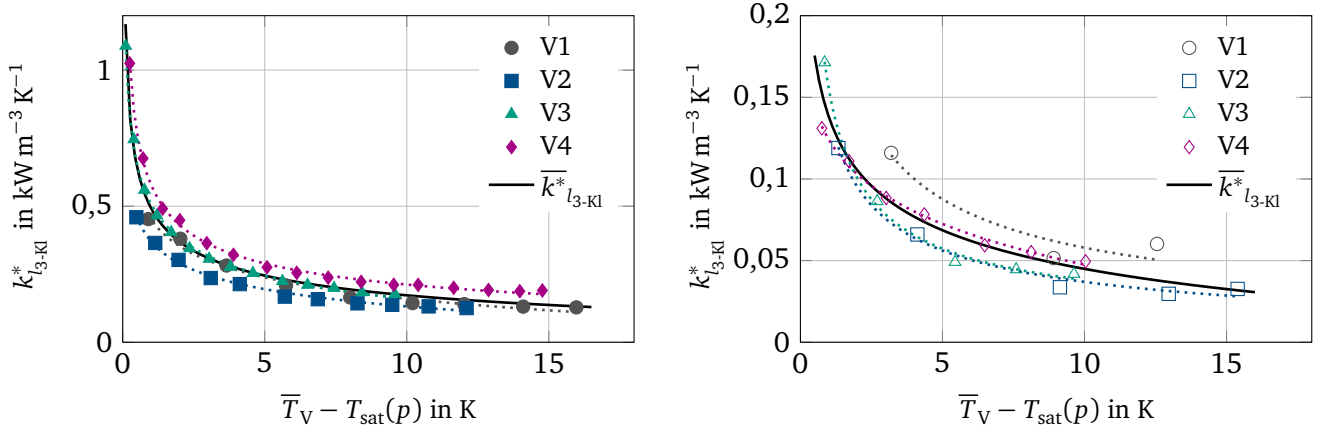


Abbildung 5.15: Wärmedurchgangskoeffizienten bezogen auf die Länge der 3-Phasen Kontaktlinie (links Methanol, rechts Aceton, $T_{\text{sat}} = 20 \text{ °C}$)

Ergebnisse verdeutlichen, dass die Länge der 3-Phasen Kontaktlinie einen deutlichen Einfluss auf den Wärmedurchgangskoeffizienten besitzt, sowohl im Bereich geringer, als auch im Bereich hoher Wandüberhitzung. Für den Bereich geringer Wandüberhitzung wird, wie in Kapitel 5.4 beschrieben, der dem Verdampfer zugeführte Wärmestrom fast ausschließlich innerhalb der Mikrozone übertragen (\rightarrow Abb. 5.10 und 5.12). Dies erklärt, insbesondere bei der Verwendung von Methanol, die in Abbildung 5.16 dargestellte Angleichung der Wärmedurchgangskoeffizienten innerhalb des Bereichs geringer Wandüberhitzung. Steigt die Differenz zwischen Wand- und Dampftemperatur an, führt dies zur beschriebenen Abnahme des Wärmestromanteils durch die Mikrozone. Diese Abnahme ist gleichbedeutend mit der sich verringernden Bedeutung des Parameters l_{3-Kl} zur Beschreibung des globalen Wärmeübergangs. In Bezug auf die Abweichung $\Delta k^*_{l_{3-Kl}}$ zum Mittelwert müsste demnach gelten: Je größer der Anteil des durch die Mikrozone übertragene Wärmestrom ist, desto besser eignet sich der Parameter l_{3-Kl} zur Beschreibung des Wärmeübergangs, was durch die experimentellen Ergebnisse bestätigt wird. Nimmt der Anteil des übertragenen Wärmestroms durch die Mikrozone jedoch ab, verliert auch l_{3-Kl} an Bedeutung. Demnach müsste die in Abbildung 5.16 dargestellte Abweichung mit zunehmender Wandüberhitzung betragsmäßig ansteigen, was jedoch im Widerspruch zu den erläuterten Ergebnissen steht. Es gilt zu klären, warum Parameter l_{3-Kl} einen erheblichen Einfluss auf den Wärmedurchgangskoeffizienten im Bereich größerer Wandüberhitzung besitzt. Unabhängig von der Beantwortung der aufgeworfenen Frage

$$k^*_{l_{3-Kl}} = \frac{k_{\text{Exp}}}{l_{3-Kl}}$$

$$\bar{k}^*_{l_{3-Kl}} = \frac{1}{4} \sum_{i=1}^4 k^*_{l_{3-Kl},i}$$

$$\Delta k^*_{l_{3-Kl}} = \frac{k^*_{l_{3-Kl}} - \bar{k}^*_{l_{3-Kl}}}{\bar{k}^*_{l_{3-Kl}}}$$

$$k^*_{A_{Ph}} = \frac{k_{\text{Exp}}}{A_{Ph}} \quad (5.2)$$

$$\bar{k}^*_{A_{Ph}} = \frac{1}{4} \sum_{i=1}^4 k^*_{A_{Ph},i} \quad (5.3)$$

$$\Delta k^*_{A_{Ph}} = \frac{k^*_{A_{Ph}} - \bar{k}^*_{A_{Ph}}}{\bar{k}^*_{A_{Ph}}} \quad (5.4)$$

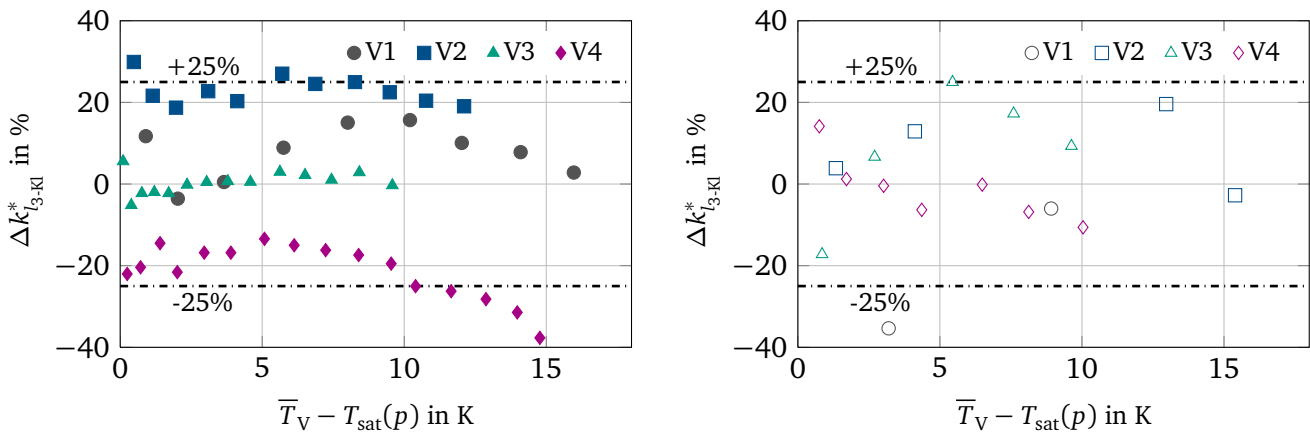


Abbildung 5.16: Mittelwertabweichung Δk_{l3-kl}^* (links Methanol, rechts Aceton, $T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$)

lässt sich abschließend zusammenfassen, dass sich der Parameter l_{3-kl} zur Beschreibung des Wärmeübergangs im gesamten Bereich der untersuchten Wandüberhitzung eignet.

Phasengrenzfläche

Analog zum Vorgehen im vorangegangenen Abschnitt, werden auch für die Bestimmung der Abhängigkeit des Wärmedurchgangs von der Größe der Phasengrenzfläche A_{ph} , die experimentell bestimmten Wärmedurchgangskoeffizienten auf den verdampferspezifischen Parameter A_{ph} bezogen [\rightarrow Gl. (5.2)]. Aus den in Abbildung 5.17 dargestellten Verläufen geht hervor, dass dieser Bezug zur Angleichung der Ergebnisse führt, insbesondere für die im linken Graph dargestellten $k_{A_{\text{ph}}}^*$ -Werte bei der Verwendung des Kältemittels Methanol. Ausgenommen davon sind jedoch die Ergebnisse des Verdampfers Nr. 3, welche sowohl für die Experimente mit Methanol als auch jene mit Aceton deutlich höhere Werte des $k_{A_{\text{ph}}}^*$ -Wertes aufweisen. Ursache der Abweichung für Verdampfer Nr. 3 ist das deutlich größere Ver-

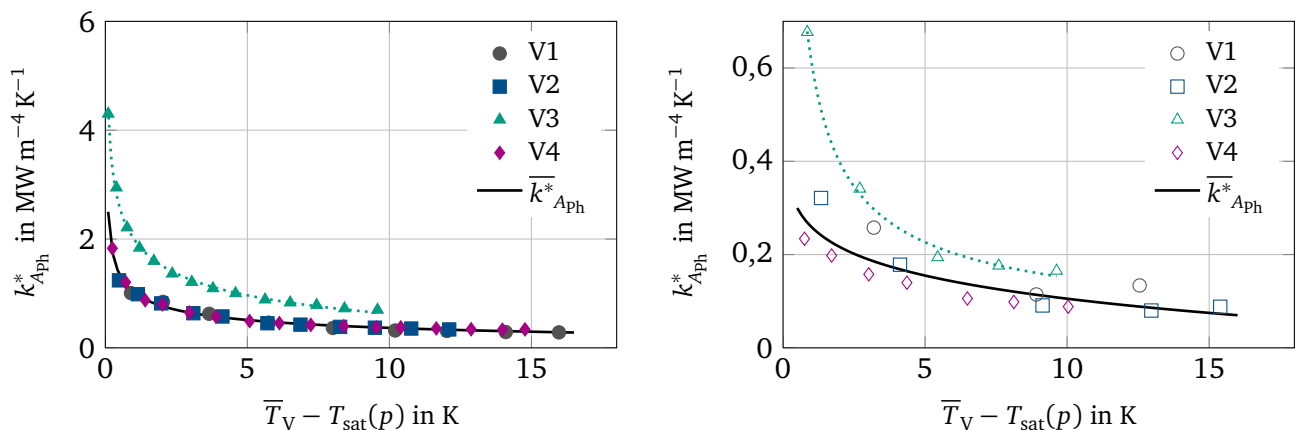


Abbildung 5.17: Wärmedurchgangskoeffizienten bezogen auf den Wert der Phasengrenzfläche ($\bar{k}_{A_{\text{ph}}}^*$ ohne Werte von V3; links Methanol, rechts Aceton, $T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$)

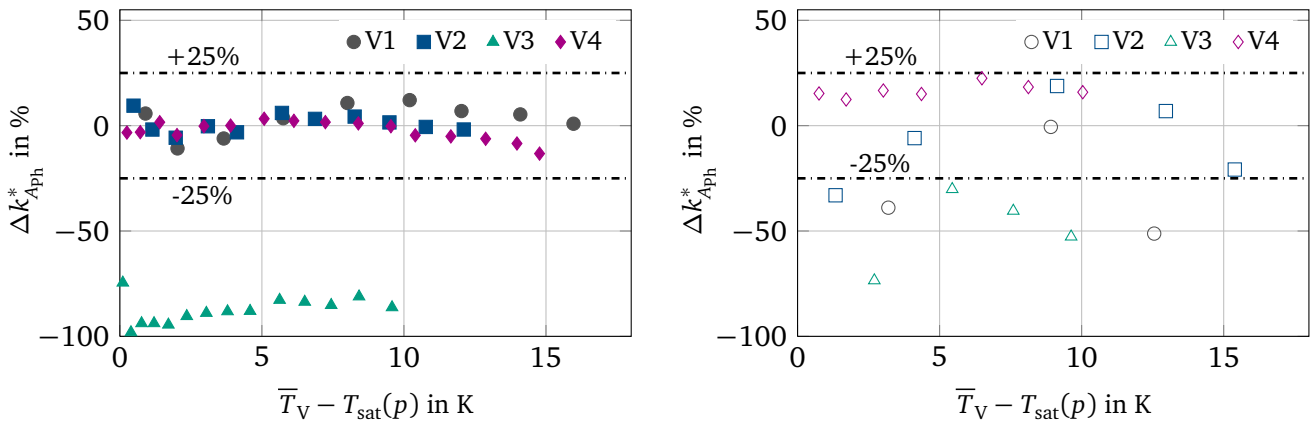


Abbildung 5.18: Mittelwertabweichung Δk_{Aph}^* (links Methanol, rechts Aceton, $T_{sat} = 20^\circ\text{C}$)

hältnis der Kontaktlinienlänge zur Phasengrenzfläche gegenüber dem Verdampfern Nr. 1, Nr. 2 und Nr. 4 (\rightarrow Abb. 5.14).

Wie aus den in Abbildung 5.10 und 5.12 dargestellten Ergebnissen des numerischen Modells hervorgeht, nimmt der durch den Bereich des makroskopischen Flüssigkeitsmeniskus übertragene Wärmestrom mit steigender Wandüberhitzung stetig zu. Verbunden mit dieser Zunahme ist die wachsende Bedeutung des Parameters A_{ph} zur Beschreibung des globalen Wärmeübergangs. Für das Kältemittel Methanol belegen die Ergebnisse im Bereich geringer Wandüberhitzung zudem die Dominanz des übertragenen Wärmestroms innerhalb der Mikrozone. Somit besteht in diesem Bereich der Wandüberhitzung, im Gegensatz zum Kältemittel Aceton, kein direkter Zusammenhang zwischen dem insgesamt übertragenen Wärmestrom und der Größe der Phasengrenzfläche. Für die im linken Graph der Abbildung 5.18 dargestellte relativen Mittelwertabweichung Δk_{Aph}^* des Methanols müsste demzufolge gelten: Aufgrund der unterschiedlichen Kontaktlinienlänge und des durch die Mikrozone übertragenen hohen Anteils des insgesamt zugeführten Wärmestroms nimmt im Bereich kleiner Wandüberhitzung die Abweichung des Wertes Δk_{Aph}^* [\rightarrow Gl. (5.3)] zwischen den Verdampfern zu. Diese Aussage steht jedoch im Widerspruch zu den dargestellten Ergebnissen, wonach die Abweichung nahezu unabhängig von der Höhe der Wandüberhitzung ist. Ebenfalls verdeutlichen die Ergebnisse, dass sich der Parameter A_{ph} aufgrund der Diskrepanz der k_{Aph}^* -Werte des Verdampfers Nr. 3, im Gegensatz zur Kontaktlinienlänge, nicht als Bezugsgröße zur Beschreibung des globalen Wärmeübergangs eignet.

Zusammenfassung und numerische Ergebnisse

Durch den vorgestellten Bezug der experimentell bestimmten Wärmedurchgangskoeffizienten auf die variierten Geometrieparameter – Kontaktlinienlänge l_{3-Kl} und Phasengrenzfläche A_{ph} – konnte eine Angleichung der Verläufe im Bereich $\pm 25\%$ beobachtet werden. Lediglich der Bezug der k -Werte des Verdampfers Nr. 3 auf dessen Phasengrenzfläche führt zu einer Überschätzung des Wärmedurchgangs. Grund hierfür ist das größere l_{3-Kl} zu A_{ph} -Verhältnis für diesen Verdampfer. In Abbildung 5.19 sind die ex-

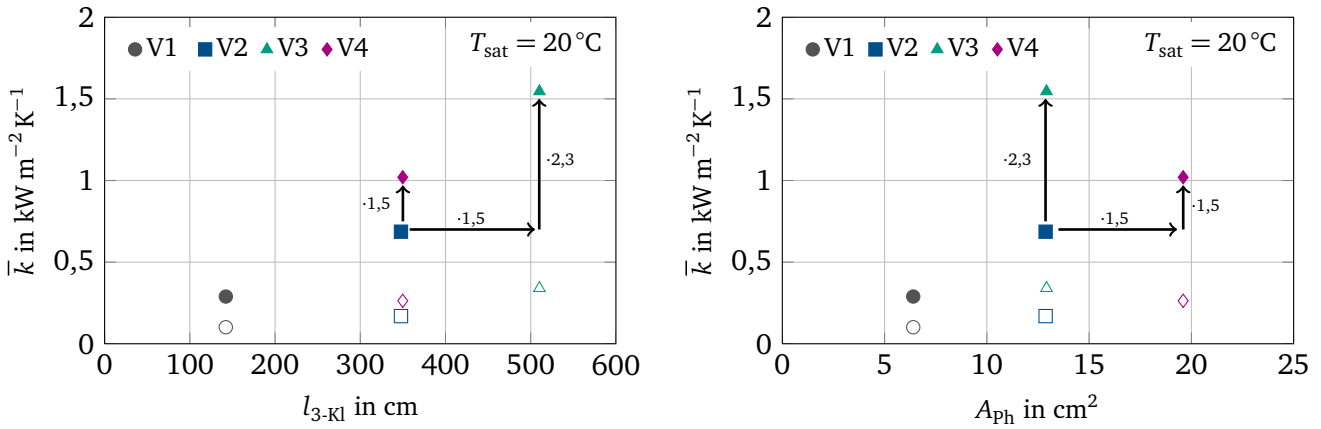


Abbildung 5.19: Änderung des mittleren Wärmedurchgangskoeffizienten bei Variation von l_{3-Kl} und A_{Ph} (● Methanol, ○ Aceton, $T_{sat} = 20^\circ\text{C}$)

perimentell bestimmten Wärmedurchgangskoeffizienten bei $T_{sat} = 20^\circ\text{C}$ in Abhängigkeit der genannten Oberflächenparameter zusammengefasst. Die dargestellten Werte entsprechen dem jeweiligen Mittelwert des Wärmedurchgangskoeffizienten bis zum Erreichen der Siedegrenze. Wie mit den Ergebnissen belegt, führt die Verlängerung der Kontaktlinie und / oder die Zunahme der Phasengrenzfläche zu einem Anstieg des Wärmedurchgangskoeffizienten. Ausgehend von den l_{3-Kl} - und A_{Ph} -Werten des Verdampfers Nr. 2 wurde im Zuge der Oberflächengestaltung die Kontaktlinienlänge sowie die Phasengrenzfläche um den Faktor 1,5 gesteigert, bei konstantem Wert des jeweils anderen Parameters (\rightarrow Abb. 5.14).

Wie die in Abbildung 5.19 dargestellten Ergebnisse verdeutlichen, ist der Anstieg der Kontaktlinienlänge mit einer Zunahme des über die Wandüberhitzung bis zum Einsetzen von Blasensieden gemittelten Wärmedurchgangskoeffizienten verbunden. So resultiert aus der verlängerten Kontaktlinie (V3) für das Kältemittel Methanol ein Anstieg um das 2,3-fache des Ausgangswertes (Bezugswert: \bar{k}_{V2}). Für Aceton wurde die Verdoppelung des Wertes bestimmt. Für den Fall konstanter Kontaktlinienlänge und vergrößerter Phasengrenzfläche (V4) konnte folgender Anstieg des gemittelten Wärmedurchgangskoeffizienten bestimmt werden: Methanol 1,5-, Aceton 1,6-fache. Neben den hier dargestellten Ergebnissen der Experimente bei einer Sättigungstemperatur von 20°C bestätigen die in Anhang A.15 aufgeführten Resultate der übrigen Sättigungstemperaturen die beschriebene Abhängigkeit des Wärmedurchgangskoeffizienten bei Variation der Oberflächenparameter. Zudem ist bei Verwendung des Kältemittels Methanol in beiden Fällen die Steigerung des Wärmedurchgangs mit abnehmender Sättigungstemperatur erkennbar. Ein linearer Zusammenhang zwischen den Mittelwerten des Wärmedurchgangskoeffizienten und der Länge der 3-Phasen Kontaktlinie oder der Phasengrenzfläche konnte jedoch auf Basis der Messdaten nicht abgeleitet werden. Grund hierfür ist die in Kapitel 5.3 diskutierte nichtlineare Abnahme des Wärmedurchgangskoeffizienten mit zunehmender Wärmestromdichte beziehungsweise Wandüberhitzung.

Da mit den vorliegenden Messdaten eine weiterführende Beschreibung des Einflusses der Oberflächenparameter l_{3-Kl} und A_{Ph} nicht möglich ist, liegen der folgenden Betrachtung ausschließlich die Ergebnisse

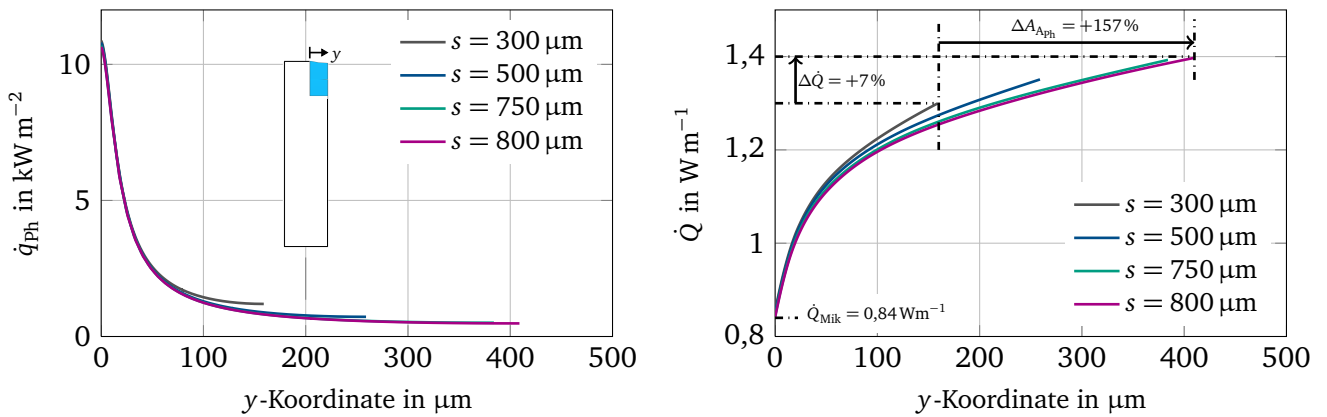


Abbildung 5.20: links: Wärmestromdichte an der Phasengrenze; rechts: integral übertragener Wärmestrom (Methanol, $T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$, $\Delta T_W = 1 \text{ K}$, $f = 0,015$)

des, jeweils dem Experiment angepassten, numerischen Modells zugrunde. Ziel dieser Betrachtung ist die Klärung des zuvor formulierten Widerspruchs hinsichtlich der in Abbildung 5.15 dargestellten Annäherung der Wärmedurchgangskoeffizienten bei Bezug auf die verdampferspezifische Kontaktlinienlänge über den gesamten Bereich der Wandüberhitzung. Hierfür wird zusätzlich zu dem in Kapitel 4.2.1 diskutierten Wärmetransport durch die Mikrozone der Wärmeübergang im Bereich des verdampfenden dünnen Films (\rightarrow Abb. 2.7) genauer untersucht. Im linken Graph der Abbildung 5.20 sind die übertragenen Wärmestromdichten über die Phasengrenze bis zur Kanalmitte aufgetragen, um den Einfluss des im wandnahen Bereich verdampfenden dünnen Films auf den globalen Wärmeübergang zu verdeutlichen. Die darin angegebene Kanalbreite s entspricht dem Querschnitt der experimentell untersuchten Kanäle 2. und 3. Ordnung. Aufgrund der symmetrischen Kanalgeometrie wird im numerischen Modell lediglich der halbe Kanalquerschnitt berücksichtigt. Die Wärmestromdichte ist in Wandnähe maximal und nimmt mit zunehmendem Wandabstand kontinuierlich ab. Weiter belegen die Ergebnisse, dass die Wärmestromdichte bis zu einem Wandabstand von ungefähr $100 \mu\text{m}$ unabhängig von der Kanalbreite ist und darüber hinaus bis zur jeweiligen Kanalmitte nur geringfügig voneinander abweicht. Quantitativ ähnliche Verläufe der Wärmestromdichte besitzen die Ergebnisse beider Kältemittel bei Variation der Wandüberhitzung, der Sättigungstemperatur sowie des im Experiment unbekannten Kondensationskoeffizienten (\rightarrow Anhang A.15). Im rechten Graph der Abbildung 5.20 ist der integral übertragene Wärmestrom über der Phasengrenze dargestellt, wobei der Wärmestrom \dot{Q}_{Mik} innerhalb der Mikrozone berücksichtigt wurde. Ein Vergleich bei minimaler und maximaler Kanalbreite veranschaulicht den Einfluss der Phasengrenzfläche auf den integral übertragene Wärmestrom: eine Zunahme der Phasengrenzfläche um 157% bewirkt lediglich eine Steigerung des integral übertragene Wärmestroms von 7%. Dieser nur geringfügige Anstieg des integral übertragene Wärmestroms für Kanäle breiter $300 \mu\text{m}$ erklärt somit die gute Übereinstimmung der Wärmedurchgangskoeffizienten $k_{l_{3-Kl}}^*$, da für alle untersuchten Verdampferoberflächen der Parameter l_{3-Kl} neben der Mikrozone den daran angrenzenden wandnahen Bereich beinhaltet.

Aufbauend auf den vorgestellten Ergebnissen lässt sich die untersuchte Abhängigkeit des Wärmedurchgangs von der Länge der 3-Phasen Kontaktlinie sowie der Phasengrenzfläche wie folgt zusammenfassen: Neben der Berücksichtigung der Mikrozone erfordert die korrekte Beschreibung des Wärmeübergangs die Einbeziehung des sich daran anschließenden wandnahen Bereichs. Mit Hilfe des numerischen Modells konnte dargelegt werden, dass, insbesondere bei der Verwendung des Kältemittels Methanol, eine Kanalbreite größer $200\text{ }\mu\text{m}$ zu keiner signifikanten Steigerung des integral übertragenen Wärmestroms führt. Dies ermöglicht die überschlägige Berechnung des Wärmedurchgangskoeffizienten bei Änderung der Oberflächentopografie anhand bekannter $k_{l_{3-Kl}}^*$ -Werte sowie der Kenntnis der Kontaktlinienlänge. Für eine Abschätzung des Wärmedurchgangskoeffizienten ohne das Vorliegen von Messdaten wurde eine empirische Korrelation abgeleitet, welche im folgenden Kapitel erläutert wird.

5.8 Ableiten einer Korrelation

Aus den Ergebnissen der vorangegangenen Kapitel geht hervor, dass der Wärmeübergang bei der Verdampfung aus strukturierten Oberflächen abhängig von einer Vielzahl an Einflussfaktoren ist. Das hat zur Folge, dass mit dem aktuellen Stand der Forschung die einfache, auf physikalischen Gleichungen beruhende Berechnung des Wärmedurchgangskoeffizienten strukturierter Oberflächen nicht möglich ist. Aus diesem Grund erfolgt in den meisten technischen Anwendungsfällen die Abschätzung des Wärmeübergangs auf Grundlage der Wärmeübergangszahl, welche besser als *Nußelt*-Zahl bekannt ist. Die Berechnung dieser dimensionslosen Kennzahl basiert, unter Voraussetzung geometrischer Ähnlichkeit, in der Regel auf empirisch bestimmten Korrelationen, wie sie beispielsweise dem VDI-Wärmeatlas [116] entnommen werden können. Je nach gewähltem Korrelationstyp werden darin neben thermophysikalischen Stoffeigenschaften des Kältemittels weitere Parameter, wie beispielsweise die Topografie der Oberfläche oder die zugeführte Wärmestromdichte berücksichtigt. Jedoch liegt zum Zeitpunkt dieser Arbeit keine Korrelation vor, welche sämtliche zuvor diskutierten Parameter beinhaltet.

Ziel dieses Kapitels ist die Definition einer solchen *Nußelt*-Korrelation, welche neben den thermophysikalischen Stoffeigenschaften der verwendeten Kältemittel folgende Parameter \dot{q}_{eff} , p_{sat} , l_{3-Kl} und A_{Ph} einschließt. Datenbasis der Korrelation bilden die experimentell bestimmten Wärmedurchgangskoeffizienten der Verdampfer Nr. 1 bis Nr. 4 bei Verwendung der Kältemittel Methanol und Aceton. Resultierend aus der Wahl der Siedegrenze als Abbruchkriterium der Versuchsdurchführung besitzt die Korrelation ausschließlich Gültigkeit im Bereich des stillen Siedens bei einer Sättigungstemperatur zwischen 10°C und 40°C . Ausgangspunkt bei der Aufstellung der Korrelation bildet die Grundform der *Nußelt*-Beziehung als Funktion der *Reynolds*- und *Prandtl*-Zahl. Erweitert wurde diese um den reduzierten Druck p^* , die Kapillarzahl Ca sowie den nach Gleichung (4.38) definierten Wärmewiderstand an der Phasengrenze. Zusätzlich berücksichtigt die Korrelation die Topografie der Verdampferoberfläche, da diese, wie im vorangegangenen Kapitel erläutert, den Wärmeübergang maßgeblich beeinflusst. Aus diesem Grund wurde zudem die Kontaktlinienlänge als charakteristische Länge der *Nußelt*-Korrelation

gewählt. Die erforderliche Kenntnis dieser Länge führt zur weiteren Einschränkung des Gültigkeitsbereiches der Korrelation, da nur für Verdampferoberflächen mit geometrisch eindeutig definierter Struktur dieser Parameter sowie die Größe der Phasengrenzfläche bestimmbar sind.

$$Nu = f(Re, Pr, Ca, p^*, R_{ph}, \text{Oberflächentopografie}) \quad (5.5)$$

Die nach Gleichung (5.6) definierte *Re*-Zahl dient in dem hier betrachteten Kontext nicht der Charakterisierung der Flüssigkeitsströmung innerhalb der Verdampferkanäle, sondern stellt die Abhängigkeit zur eingebrachten Wärmestromdichte in Form des auf die projizierte Oberfläche bezogenen Verdampfungsmassenstroms $\dot{q}_{eff}/\Delta h_v$ her. Durch die Einbeziehung der *Prandtl*-Zahl wird zudem die Abhängigkeit des Wärmeübergangs von dem eingesetzten Kältemittel hergestellt. Zur Berücksichtigung des Sättigungszustandes beinhaltet die *Nußelt*-Korrelation neben der Verwendung temperaturabhängiger Stoffwerte den reduzierten Druck p^* . Des Weiteren hat sich im Verlauf der Datenauswertung herausgestellt, dass die Erweiterung der Korrelation um die nach Gleichung (5.7) definierte Kapillarzahl sowie den entdimensionierten Wärmewiderstand an der Phasengrenze zur Angleichung der berechneten Wärmedurchgangskoeffizienten an die Ergebnisse der Experimente führt. Durch die Anwendung einer Vielzahl verschiedener Funktionstypen konnte zudem festgestellt werden, dass sich, wie bereits in Kapitel 5.5 erläuterte, die *Merit*-Zahl nicht zur Beschreibung des Wärmeübergangs eignet.

$$Re = \frac{u l_{3-Kl}}{\nu_f} = \frac{\dot{q}_{eff} l_{3-Kl}}{\Delta h_v \rho_f \nu_f} \quad (5.6)$$

$$Ca = \frac{\nu_f \rho_f u}{\sigma} = \frac{\nu_f \dot{q}_{eff}}{\sigma \Delta h_v} \quad (5.7)$$

$$Nu = 3,3 \cdot 10^{-25} Re^{0,256} Pr_f^{11,35} p^{*0,7} Ca^{-0,55} \left(\frac{l_{3-Kl}^2}{A_{ph}} \right)^{-0,38} \left(\frac{R_{ph} \lambda_f}{l_{3-Kl}} \right)^{-2,64} \quad (5.8)$$

$$k_{Kor} = \frac{Nu \lambda_f}{l_{3-Kl}} \quad (5.9)$$

In Abbildung 5.21 sind die auf Basis der erstellten Korrelation berechneten Wärmedurchgangskoeffizienten k_{Kor} den Werten der Experimente k_{Exp} gegenübergestellt. Die mittlere Abweichung zwischen den dargestellten Werten beträgt 44 %, wobei die größte Abweichung die Wärmedurchgangskoeffizienten

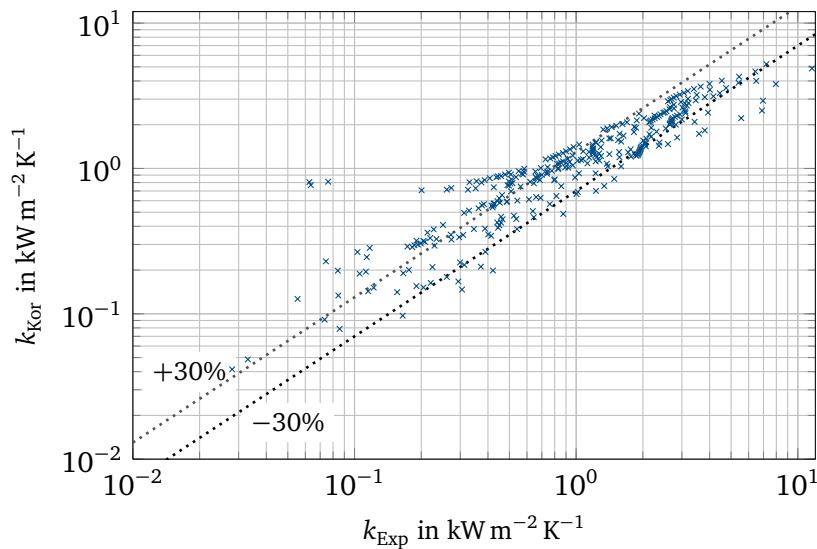


Abbildung 5.21: Wärmedurchgangskoeffizienten des Experiments und der Korrelation

des Verdampfers Nr. 2 in Kombination mit Methanol bei einer Sättigungstemperatur von 10°C aufweisen. Abschließend sei darauf hingewiesen, dass der in dieser Arbeit aufgestellten *Nußelt*-Korrelation mit 316 experimentell bestimmten Wärmedurchgangskoeffizienten zwar eine beachtliche Datenmenge zugrunde liegt, jedoch bleiben wesentliche, den Wärmeübergang beeinflussende Faktoren, wie beispielsweise das Wandmaterial oder der im Kontext von Wärmerohren relevante Füllgrad unberücksichtigt. Abschließend wurde die Anwendbarkeit der Korrelation auf die in Abbildung 2.4 dargestellten Literaturwerte hin untersucht. Dabei hat sich gezeigt, dass die Ergebnisse der Korrelation zum Teil deutlich von den Werten der Experimente abweicht. Dies liegt zum einen in der zu dieser Arbeit unterschiedlichen Definition der Fernfeldtemperatur $T_d \leftrightarrow T_{\text{sat}}(p)$ (\rightarrow Abb. 3.15) und zum anderen in den unbekannten Wärmestromverlusten $\dot{Q}_{\text{Hf}} \leftrightarrow \dot{Q}_{\text{eff}}$ begründet.

5.9 Einfluss nichtkondensierbarer Gase

Eine der wesentlichen Anforderungen bei der Realisierung des Versuchsaufbaus lag neben der zeitlichen Stabilität der Randbedingungen in der Garantie einer Reinstoffatmosphäre, was eine geringe Leckrate der eingesetzten Versuchsausrüstung voraussetzt. Aufgrund der im Vorfeld geprüften Materialverträglichkeit, der geringen Leckrate des Versuchsaufbaus und der Reinigung der eingesetzten Kältemittel mussten dem System für die im Nachfolgenden erläuterten Experimente bewusst nichtkondensierbare Gase in Form von Umgebungsluft zugeführt werden. Als Folge dieser im System befindlichen NCGs¹ wird in der Literatur eine Abnahme des Wärmeübergangskoeffizienten im Kondensator beschrieben, welche nach Minkowycz und Sparrow [78] bis zu 50% beträgt. Zusätzlich ist mit der Existenz dieser Gase der Anstieg des Systemdrucks verbunden, was nach Singh et al. [102] zu einem Anstieg der Verdampfer Temperatur führt. Im Gegensatz zum Wärmeübergang im Kondensator konnte während der wissenschaftlichen

¹ engl. Non Condensable Gas

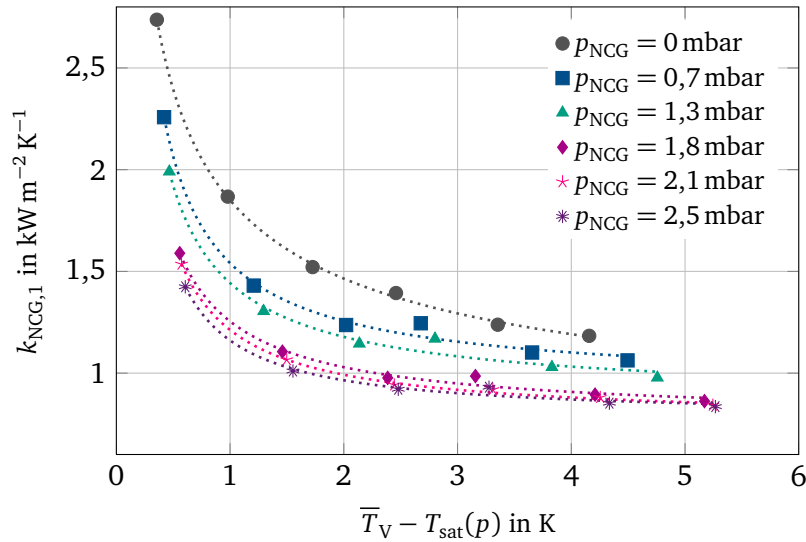


Abbildung 5.22: Wärmedurchgangskoeffizient in Abhängigkeit von p_{NCG} bei konstanter Kühlmitteltemperatur im Kondensator (V4, Methanol, $T_{\text{Kond}} = 20^\circ\text{C}$, $p_{\text{Mk}} = 133 - 151$ mbar)

Tätigkeit keine Publikation ausfindig gemacht werden, welche den Einfluss nichtkondensierbarer Gase auf den Verdampfungsprozesses behandelt. Hong et al. [42] schreiben in ihrer Arbeit lediglich, dass der Wärmeübergang innerhalb des Verdampfers unabhängig von im System befindlicher NCGs ist, ohne diese Aussage zu belegen.

Zur Untersuchung des Einflusses nichtkondensierbarer Gase auf den Wärmeübergang wurden unter Verwendung des Verdampfers Nr. 4 in Kombination mit Methanol bei einer Sättigungstemperatur von 20°C eine Vielzahl von Messreihen bei unterschiedlichen NCG-Partialdrücken durchgeführt. Für die dafür notwendige Bestimmung des Partialdrucks wurde vor dem Starten sämtlicher Hilfsaggregate (Umwälzthermostate, Netzteile, usw.) über eine Mindestdauer von 10 Minuten die mittels sechs PT100 bestimmte Temperatur \bar{T}_V sowie der Systemdruck aufgezeichnet. Nach dem Gesetz von Dalton entspricht die dabei bestimmte Differenz des Drucks zum berechneten Sättigungsdruck $p_{\text{sat}}(\bar{T}_V)$, unter Annahme idealer Gase, eben diesem Partialdruck nichtkondensierbarer Gase p_{NCG} innerhalb der Dampfphase (\rightarrow Abb. A.27). Es sei darauf hingewiesen, dass für den Fall geringer NCG-Konzentrationen ($p_{\text{NCG}} < 0,8$ mbar) die angegebenen Werte innerhalb der Unsicherheit der p_{NCG} -Bestimmung liegen und daher diese Werte lediglich dem Aufzeigen des Trends dienen können. Zudem bleiben mögliche in der Flüssigkeit gelöste Gase, welche während der Versuchsdurchführung zusätzlich im Dampfraum akkumulieren unberücksichtigt. Dieser Anteil führt jedoch zu keinem signifikanten Anstieg des berechneten Partialdrucks, da die maximal in der Flüssigkeit lösliche Gasmenge aufgrund der geringen Löslichkeit von Luft in Methanol [31] in Verbindung mit dem geringen Partialdruck sehr gering ist.

Für die Vergleichbarkeit der Ergebnisse mit den in Kapitel 2.4 aufgeführten Literaturangaben wurde für den ersten Teil der Untersuchungen, im Unterschied zu den übrigen Experimenten dieser Arbeit, anstelle der Sättigungstemperatur die Kühlmitteltemperatur des Kondensatortemperatur auf einen kon-

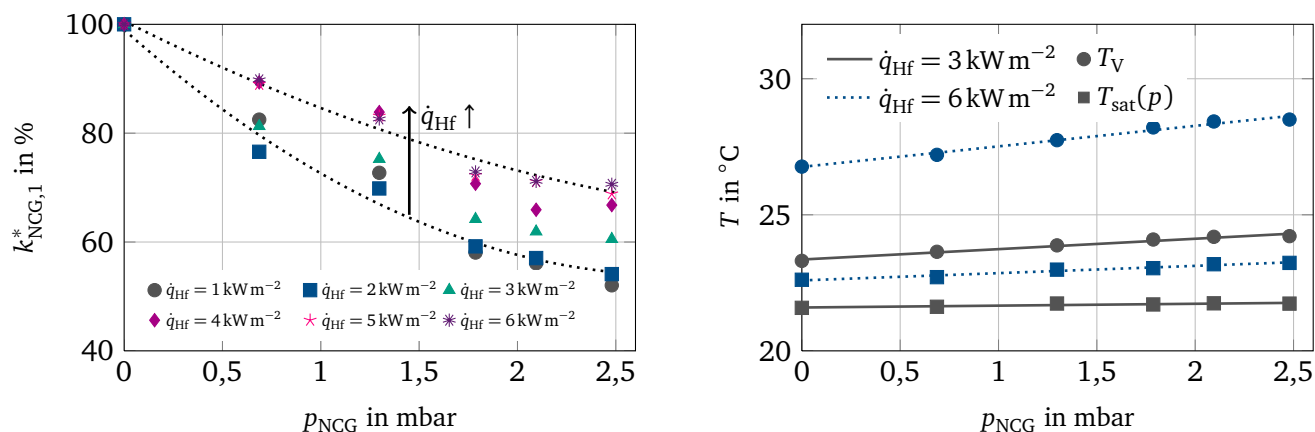


Abbildung 5.23: links: Wärmedurchgangskoeffizient über p_{NCG} bei konstanter Kühlmitteltemperatur im Kondensator; rechts: Anstieg der Verdampfer- und Sättigungstemperatur (V4, Methanol, $T_{\text{Kon}} = 20^\circ\text{C}$)

stanten Wert von 20°C geregelt. Der sich während dieser Messreihen einstellende Systemdruck p_{Mk} betrug zwischen 133 mbar zu Beginn und stieg mit zunehmender Wärmestromdichte bis auf Werte von 151 mbar an. In Abbildung 5.22 sind die aus den Messdaten bestimmten Verläufe der Wärmedurchgangskoeffizienten für verschiedene NCG-Partialdrücke dargestellt. Die für deren Berechnung erforderliche Sättigungstemperatur erfolgt wie im übrigen Teil der Arbeit durch Anwendung der Dampfdruckkurve, wobei die Messwerte des Drucks um den zuvor bestimmten Partialdruck reduziert werden. Die dargestellten Verläufe des Wärmedurchgangskoeffizienten weisen das in der Literatur beschriebene Verhalten auf, wonach der Wärmeübergang mit steigendem NCG-Partialdruck abnimmt [78]. Zur Quantifizierung dieser Abnahme sind, wie im linken Graph der Abbildung 5.23 dargestellt, die Wärmedurchgangskoeffizienten auf den jeweiligen Wert bei Reinstoffatmosphäre ($p_{\text{NCG}} = 0 \text{ mbar}$) bezogen. Die beispielsweise bei einem NCG-Partialdruck von 2,1 mbar und einer zugeführten Wärmestromdichte von 4 kW m^{-2} bestimmte Abnahme des Wärmedurchgangskoeffizienten beträgt 34,1 %. Damit liegt die in dieser Arbeit bestimmte Abnahme des Wärmeübergangs aufgrund von im System befindlicher nichtkondensierbarer Gase über dem in der Arbeit von Minkowycz und Sparrow [78] angegebenen Wert. Zudem belegen die Ergebnisse, dass der NCG-Einfluss von der Höhe der eingebrachten Wärmestromdichte beziehungsweise des daraus resultierenden Verdampfungsmassenstroms abhängig ist. So ist die Abnahme des Wärmedurchgangskoeffizienten für geringe Verdampfungsmassenströme am größten und nimmt mit steigender Wärmestromdichte ab. Darüber hinaus bestätigen die im rechten Graph dargestellten Messwerte den von Singh et al. [102] beschriebenen Anstieg der Verdampfertemperatur, was nach Gleichung 3.17 aus der Zunahme der Sättigungstemperatur sowie der Abnahme des Wärmeübergangs resultiert.

Der für den verminderten Wärmetransport in der Literatur aufgeführte Erklärungsansatz beschreibt die Akkumulation nichtkondensierbarer Bestandteile der Dampfphase im Kondensator, was aufgrund der sich ausbildenden „Sperrschicht“ an der Kondensatorwand zu einer Abnahme der Kondensatorleistung führt. Um dem Fokus dieser Arbeit – der Untersuchung des Verdampfungsprozesses – gerecht zu wer-

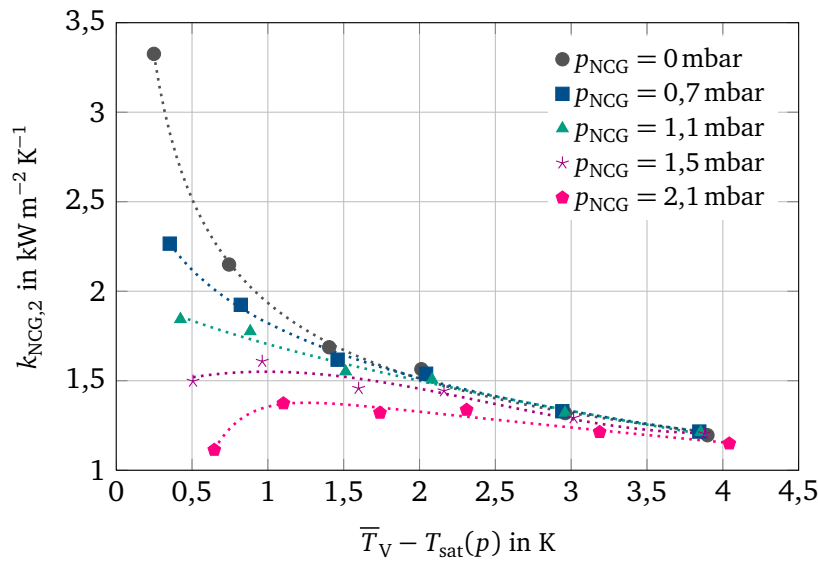


Abbildung 5.24: Wärmedurchgangskoeffizienten in Abhängigkeit von p_{NCG} bei konstanter Sättigungstemperatur (V4, Methanol, $T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C} \leftrightarrow p_{\text{sat}} = 130 \text{ mbar}$)

den, waren für die Bestimmung des NCG-Einflusses weiterführende Messreihen erforderlich. Ziel dieser Experimente ist die Quantifizierung des Wärmeübergangs in Abhängigkeit vom NCG-Partialdruck, bei gleichzeitiger Kompensation der verminderten Kondensatorleistung. Hierfür wurde bei identischer Versuchsdurchführung anstelle der zuvor geregelten Kühlmitteltemperatur des Kondensators die unter Berücksichtigung des NCG-Partialdruck aus dem gemessenen Druck berechnete Sättigungstemperatur konstant gehalten. Wie im rechten Graph der Abbildung 5.25 dargestellt, resultiert aus der Forderung konstanter Sättigungstemperatur die stetige Abnahme der Kondensatortemperatur bei Zunahme des NCG-Partialdrucks. Beträgt die Kühlmitteltemperatur im Kondensator für die Verdampfung in einer Reinstoffatmosphäre $18,6^\circ\text{C}$, so muss diese bei einem NCG-Partialdruck von $2,1 \text{ mbar}$ und einer zugeführten Wärmestromdichte von 6 kW m^{-2} auf $6,3^\circ\text{C}$ abgesenkt werden. Unter Vernachlässigung sämtlicher Wärmestromverluste ist diese erforderliche Temperaturabsenkung gleichbedeutend mit der Zunahme des Wärmewiderstandes innerhalb des Kondensators um das 9,8-fache.

Wie im ersten Teil der Untersuchung des Einflusses nichtkondensierbarer Gase sind in Abbildung 5.24 die für den Fall konstanter Sättigungstemperatur aus den Messdaten berechneten Wärmedurchgangskoeffizienten in Abhängigkeit vom NCG-Partialdruck aufgetragen. Auch bei Kompensation der abnehmenden Kondensatorleistung weisen die Ergebnisse eine Abhängigkeit des Wärmeübergangs von der Menge im Dampfraum befindlicher nichtkondensierbarer Gase auf. Zur Quantifizierung dieses Einflusses wurden wie zuvor die Wärmedurchgangskoeffizienten auf dessen Werte bei Reinstoffatmosphäre bezogen. Die auf Basis dieser Ergebnisse bestimmte Abnahme des Wärmedurchgangskoeffizienten für einen NCG-Partialdruck von $2,1 \text{ mbar}$ beträgt $14,5\%$ ($\dot{q}_{\text{Hf}} = 4 \text{ kW m}^{-2}$), was zwar deutlich unterhalb des im ersten Teils bestimmten Wertes von $34,1\%$ liegt, aber weiterhin auf eine signifikante Beeinflussung des Wärmeübergangs durch nichtkondensierbare Gase hindeutet. Insbesondere für den Bereich

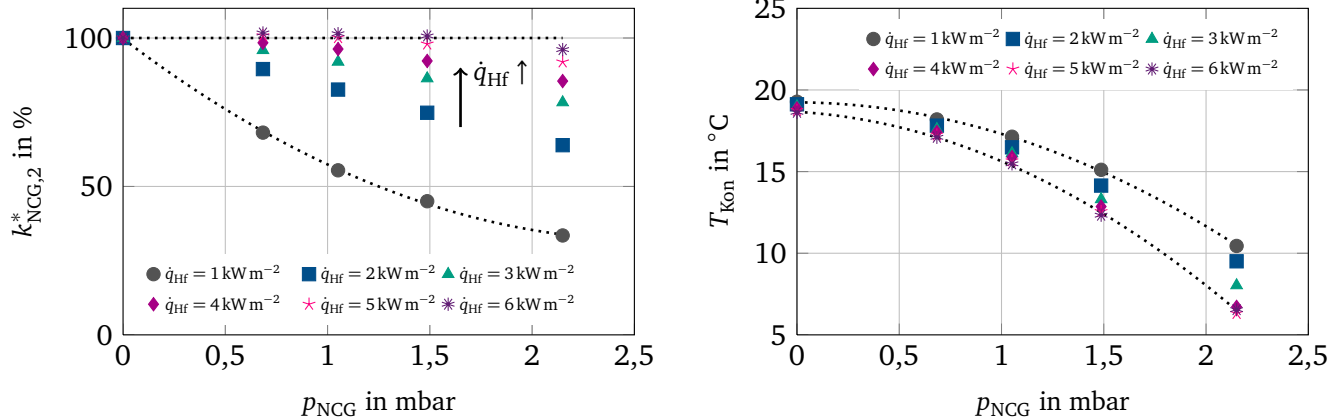


Abbildung 5.25: links: Wärmedurchgangskoeffizient über p_{NCG} bei konstanter Sättigungstemperatur; rechts: erforderliche Abnahme der Kühlmitteltemperatur (V4, Methanol, $T_{\text{sat}} = 20^{\circ}\text{C}$)

geringer Wärmestromdichte liegt die im linken Graph der Abbildung 5.25 dargestellte Abnahme des Wärmedurchgangskoeffizienten in vergleichbarer Größe zu den Ergebnissen des ersten Teils.

Zusammenfassend kann auf Basis der aufgeführten Ergebnisse festgehalten werden, dass bereits geringste Mengen nichtkondensierbarer Gase innerhalb eines Reinstoffsystems zu einer signifikanten Verminderung der Wärmedurchgangskoeffizienten führen. Ursache hierfür ist die Akkumulation nichtkondensierbarer Gase an der Kondensatorwand, was durch die aufgezeigte Abnahme der Kondensatorleistung bestätigt wird. Zwar ist es, wie die Ergebnisse des zweiten Teils belegen, durch Regelung der Sättigungstemperatur möglich den verminderten Wärmeübergang im Kondensator zu kompensieren, jedoch konnte auch für diesen Fall die Abnahme der Wärmedurchgangskoeffizienten mit steigendem NCG-Partialdruck messtechnisch bestimmt werden. Obwohl der in diesem Kapitel erläuterte NCG-Einfluss aufgrund der geringen Temperaturdifferenz zwischen Verdampferoberfläche und Dampf sowie des zusätzlichen Unsicherheitsanteils durch die Bestimmung des NCG-Partialdrucks innerhalb der Gesamtunsicherheit des Experiments liegt, deuten die hier aufgeführten Ergebnisse auf eine direkte Beeinflussung des Verdampfungsprozesses durch nichtkondensierbare Gase hin. Eine weiterführende Untersuchung dieser Fragestellung, zum Beispiel durch Messung des NCG-Partialdrucks direkt oberhalb der Verdampferoberfläche, ist jedoch mit dem verwendeten Versuchsaufbau nicht möglich. Unabhängig von der genauen Ursache des Einflusses nichtkondensierbarer Gase auf den Wärmeübergang bestätigen diese Ergebnisse jedoch die in den Zielen der Arbeit geforderte Sicherstellung einer Reinstoffatmosphäre während der Experimente. So liegt beispielsweise die aus der unterschiedlichen Größe der Phasengrenzfläche resultierende Differenz des Wärmedurchgangskoeffizienten der Verdampfer Nr. 2 und Nr. 4 (\rightarrow Abb. 5.19) in vergleichbarer Größenordnung zur Beeinflussung durch einen NCG-Partialdruck von weniger als 5 mbar.

5.10 Zusammenfassung der Ergebnisse

Im Verlauf des vorangegangenen Ergebnisteils wurde der Wärmedurchgang bei der Verdampfung aus Kapillarstrukturen in einer Reinstoffatmosphäre untersucht. Dabei wurden die eingebrachte Wärmestromdichte, die Sättigungstemperatur sowie die zwei die Oberfläche beschreibenden Parameter l_{3-KI} und A_{ph} im Verlauf der Messreihen systematisch variiert. Zum Vergleich der experimentellen Ergebnisse wird der nach Gleichung (3.17) definierte Wärmedurchgangskoeffizient genutzt, wobei die während der Versuchsdurchführung auftretenden Wärmestromverluste berücksichtigt werden. Daneben dienen die Ergebnisse des numerischen Modells der Beschreibung des messtechnisch nicht erfassbaren Wärmeübergangs im Bereich der Mikrozone und der daran anschließenden makroskopischen Phasengrenze. Die Verwendung der zwei Kältemittel Methanol und Aceton ermöglicht zudem die Untersuchung des Wärmeübergangs in Abhängigkeit ausgewählter thermophysikalischer Stoffeigenschaften. Ebenfalls erfolgte, auf Basis der Ergebnisse des Kältemittels Methanol, die Beschreibung der Siedegrenze in Abhängigkeit der Sättigungstemperatur. Mit den in dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnissen hinsichtlich der Abhängigkeit des Wärmedurchgangs von den experimentell untersuchten Parametern wurde für zukünftige Abschätzungen des Wärmedurchgangskoeffizienten geometrisch eindeutig definierter Oberflächen eine *Nußelt*-Korrelation aufgestellt. Abschließend wurden die Ergebnisse der Untersuchung hinsichtlich des Einflusses nichtkondensierbarer Gase auf den Wärmeübergang vorgestellt, welche die Notwendigkeit der Reinstoffatmosphäre für die Untersuchung des Wärmeübergangs in Abhängigkeit von den in dieser Arbeit variierten Parametern aufzeigt.

Vor der Durchführung der eigentlichen Messreihen wurde mittels wiederholter Versuchsdurchführung bei identischer Vorgabe der Randbedingungen die Reproduzierbarkeit der Experimente anhand des Vergleichs der Wärmedurchgangskoeffizienten nachgewiesen. Durch die zyklische Wärmestromzufuhr konnte außerdem die Hysterese des Wärmedurchgangskoeffizienten aufgrund des sich ausbildenden Temperaturgradienten oberhalb der Verdampferoberfläche aufgezeigt werden, sodass in dieser Arbeit ausschließlich Experimente bei zunehmender Wärmestromdichte miteinander verglichen werden. Hinsichtlich der Abhängigkeit des Wärmedurchgangskoeffizienten von den in den Zielen der Arbeit aufgeführten Parametern können, aufbauend auf den in den vorangegangenen Unterkapiteln vorgestellten Ergebnissen, folgende Aussagen abgeleitet werden:

Einfluss der Wärmestromdichte

Zur Untersuchung des Einflusses der Wärmestromdichte auf den Wärmedurchgangskoeffizienten wurde die zugeführte Wärmestromdichte schrittweise bis zum Erreichen der Siedegrenze erhöht. Unabhängig von der Verdampferoberfläche und der Sättigungstemperatur besitzen die aus den Messdaten berechneten Verläufe des Wärmedurchgangskoeffizienten bei unterschiedlichen Absolutwerten eine vergleichbare

Charakteristik in Abhängigkeit von der zugeführten Wärmestromdichte. Demnach ist der Wärmedurchgangskoeffizienten bei minimaler Wärmestromdichte maximal und nimmt mit Zunahme von \dot{q}_{eff} bis zum Erreichen der Siedegrenze stetig ab. Diese Abnahme beträgt bei einer Sättigungstemperatur von 20 °C für Methanol 72% bis 84% (Aceton 48% – 76%). Grund dieser Abhängigkeit ist die mit steigender Wärmestromdichte zunehmende Filmdicke im Bereich der Mikrozone, was die stetige Abnahme des prozentual übertragenen Wärmestroms in diesem Bereich zur Folge hat.

Einfluss der Sättigungstemperatur

Im Gegensatz zu den in der gesichteten Literatur beschriebenen Experimenten erfolgt in dieser Arbeit die Bestimmung der Sättigungstemperatur indirekt durch Messung des Drucks und anschließender Anwendung der Dampfdruckkurve anstelle der Temperaturmessung mittels Widerstandsthermometer oder Thermoelement im Dampfraum. Dieses Vorgehen führt, aufgrund des nahezu konstanten Drucks innerhalb der Messzelle, zur Reduzierung der Abhängigkeit des berechneten Wärmedurchgangskoeffizienten vom Messpunkt der Fernfeldtemperatur und führt somit zur Steigerung der Vergleichbarkeit der Ergebnisse. Aus dem Vergleich der über die Wandüberhitzung gemittelten Wärmedurchgangskoeffizienten wurde dessen Anstieg mit zunehmender Sättigungstemperatur festgestellt. Dieser beträgt im untersuchten Temperaturintervall zwischen 10 °C und 40 °C für Methanol $88 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ (Aceton $34 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$). Neben diesem Anstieg resultiert aus der Zunahme der Sättigungstemperatur die Steigerung der bis zum Erreichen der Siedegrenze maximal übertragbaren Wärmestromdichte. Für das Kältemittel Methanol beträgt dieser, unabhängig vom jeweiligen Absolutwert des Wärmedurchgangskoeffizienten, bestimmte Anstieg $0,32 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ (Aceton $0,21 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$) und liegt vorrangig in der Abnahme des Wärmewiderstandes an der Phasengrenze begründet. Des Weiteren ist mit Zunahme der Sättigungstemperatur die Reduzierung der maximalen Wandüberhitzung bei Erreichen der Siedegrenze verbunden.

Einfluss des verwendeten Kältemittels

Für die experimentelle Untersuchung des Einflusses thermophysikalischer Stoffeigenschaften wurden die Wärmedurchgangskoeffizienten des Kältemittels Methanol den Werten bei Verwendung von Aceton gegenübergestellt. Wie aus dem Vergleich der gemittelten Wärmedurchgangskoeffizienten hervorgeht, ist der Wärmeübergang maßgeblich durch das eingesetzte Kältemittel bestimmt. So übersteigt beispielsweise der mittlere Wärmedurchgangskoeffizient des Verdampfers Nr. 4 bei der Verwendung von Methanol den des Acetons um das 5-fache. Zur Untersuchung der Ursache des geringeren Wärmedurchgangskoeffizienten bei der Verwendung von Aceton wurde auf die Ergebnisse des numerischen Modells zurückgegriffen. Demnach ist der, im Vergleich zu Methanol, innerhalb der Mikrozone übertragene Wärmestrom bei Verwendung von Aceton deutlich geringer, was auf den dickeren Flüssigkeitsfilm sowie die geringere Wärmeleitfähigkeit zurückzuführen ist. Zudem konnte auf Basis der experimentell bestimm-

ten Wärmedurchgangskoeffizienten dargelegt werden, dass sich die häufig im Kontext von Wärmerohren genutzte *Merit*-Zahl nur rudimentär zur Beschreibung des Wärmedurchgangs in Abhängigkeit von dem verwendeten Kältemittel eignet.

Einfluss des Oberflächentopografie

Eines der wesentlichen Ziele dieser Arbeit ist die Untersuchung des Wärmeübergangs hinsichtlich seiner Abhängigkeit von der Oberflächentopografie. Dazu wurden die zwei Parameter Kontaktlinienlänge und Phasengrenzfläche zwischen den untersuchten Verdampfern teils unabhängig voneinander variiert. Durch den Bezug der Wärmedurchgangskoeffizienten auf die verdampferspezifischen Werte der beiden Oberflächenparameter konnte die Eignung des Parameters l_{3-Kl} zur Beschreibung des Wärmedurchgangs in Abhängigkeit von der Oberflächentopografie aufgezeigt werden. So liegt die relative Mittelwertabweichung $\Delta k_{l_{3-Kl}}^*$ der Verdampfer Nr. 1 bis Nr. 4 über den gesamten Bereich der untersuchten Wandüberhitzung im Bereich von $\pm 25\%$. Dies ermöglicht die überschlägige Berechnung des Wärmedurchgangskoeffizienten bei Änderung der Verdampferoberfläche basierend auf bekannten $k_{l_{3-Kl}}^*$ -Werten. Des Weiteren belegen die experimentellen Ergebnisse einen nichtlinearen Zusammenhang zwischen dem mittleren Wärmedurchgangskoeffizienten und der Kontaktlinienlänge beziehungsweise der Phasengrenzfläche. Zudem konnte auf Grundlage der Resultate des numerischen Modells dargelegt werden, dass für die Beschreibung des globalen Wärmeübergangs neben der Mikrozone ebenfalls der daran angrenzende Bereich des verdampfenden dünnen Flüssigkeitsfilms zu berücksichtigen ist. Wie durch die Ergebnisse des Verdampfers Nr. 5 belegt, eignet sich zur Maximierung des Wärmeübergangs neben der Oberflächenerweiterung durch Mikrokanäle das Aufsintern poröser Schichten. So übersteigt der mittlere Wärmedurchgangskoeffizient des Verdampfers Nr. 5 bei der Verwendung von Methanol den maximal erzielten Wert einer durch Mikrokanäle erweiterten Oberfläche je nach Sättigungstemperatur um das 1,5- bis 2,7-fache (Aceton 1,2 – 2,1).

Einfluss nichtkondensierbarer Gase

Die in dieser Arbeit durchgeführte Untersuchung hinsichtlich des Einflusses von im Reinstoffsystem befindlicher nichtkondensierbarer Gase auf den Wärmeübergang gliedert sich in zwei Abschnitte. Zunächst wurden zum Vergleich mit dem in der Literatur angegebenen NCG-Einfluss Experimente bei konstanter Kondensatortemperatur durchgeführt. Die dabei bestimmte Abnahme des Wärmedurchgangskoeffizienten beträgt beispielhaft bei einem NCG-Partialdruck von 2,1 mbar 34,1 % und liegt somit deutlich über dem in der Literatur angegebenen Vergleichswert. Wie in den zitierten Arbeiten wird auch in dieser Arbeit der verminderte Wärmeübergang mit der Akkumulation der NCGs im Kondensator und der daraus resultierenden Abnahme der Kondensatorleistung begründet. Im zweiten Teil der Untersuchung wurde zur Kompensation der reduzierten Kondensatorleistung anstelle der Kondensatortemperatur die

Sättigungstemperatur während der Experimente konstant gehalten. Auch diese Ergebnisse belegen die Verminderung des Wärmedurchgangs in Abhängigkeit vom NCG-Partialdruck. Diese liegt mit 14,5% ($p_{\text{NCG}} = 2,1 \text{ mbar}$) zwar unterhalb des Wertes des ersten Teils, jedoch deuten sämtliche Ergebnisse der Untersuchung auf eine direkte Beeinflussung des Verdampfungsprozesses durch nichtkondensierbare Gase hin.

Zusammenfassung und Ausblick

Unser Alltag ist zunehmend geprägt durch eine Vielzahl elektronischer Geräte, welche stetig kleiner und leistungsfähiger werden. Verbunden mit dieser zunehmenden Leistungsdichte elektronischer Komponenten ist der wachsende Bedarf an effizienten Wärmeübertragungstechniken zur Fortsetzung dieser Entwicklung. Betrug die zu übertragende Wärmestromdichte im Jahr 1997 noch 60 W cm^{-2} , so wird dieser Wert in naher Zukunft auf 300 W cm^{-2} prognostiziert [1, 99]. Für die Übertragung solch hoher Wärmestromdichten haben sich in den letzten Jahren zunehmend Verdampfungsprozesse etabliert, welche die hohe, an den Phasenwechsel gebundene Energiemenge ausnutzen. Technische Anwendungen solcher Prozesse sind beispielsweise die Sprühkühlung von elektronischen Bauteilen oder der Einsatz von Wärmerohren, welche bereits heute standardmäßig in Notebooks zur Kühlung der Prozessoren genutzt werden [92, 128]. Bei diesem Wärmeübertragungselement, welches auch unter seinem englischen Begriff *heat pipe* bekannt ist, handelt es sich um ein geschlossenes zweiphasiges Reinstoffsystem, welches den Wärmetransport ohne die Zufuhr zusätzlicher externer Energie ermöglicht. Obwohl diese Technik bereits seit Mitte der 1960er Jahre eingesetzt wird, beruht deren Auslegung zumeist auf einfachen empirischen Korrelationen, welche nur einen Teil der relevanten Einflussgrößen berücksichtigen und lediglich für einen begrenzten Bereich Gültigkeit besitzen. Die derzeit größte Limitierung zur Steigerung des damit übertragbaren Wärmestroms ist der Wärmewiderstand der Kapillarstruktur innerhalb des Verdampfers [89, 126]. Wie durch die Arbeiten zahlreicher Autoren belegt, ist der Wärmeübergang bei der Verdampfung aus strukturierten Oberflächen maßgeblich durch den Bereich des dünnen Flüssigkeitsfilms in Wandnähe geprägt. Stephan und Busse beziffern beispielsweise den in diesem Bereich, der sogenannten *Mikrozone*, übertragenen Wärmestrom auf bis zu 45 % [110] der insgesamt zugeführten Wärmemenge. Aufbauend auf diesen Ergebnissen entwickelte Brandt das Konzept einer *Hochleistungskapillarstruktur*, welches die Maximierung des Bereichs der Mikrozone durch die Erweiterung der Oberfläche mit zu-

sätzlichen Mikrokanälen vorsieht, sodass er eine Steigerung des Wärmedurchgangskoeffizienten um das 3,3-fache [7] erzielen konnte.

In der vorliegenden Arbeit wird die Untersuchung des Wärmeübergangs bei der Verdampfung aus strukturierten Oberflächen in einer Reinstoffatmosphäre vorgestellt. Die Arbeit gliedert sich dabei in einen experimentellen und einen numerischen Teil. Zur Durchführung der notwendigen Experimente wurde ein Versuchsaufbau konzipiert und realisiert, welcher die Untersuchung des Wärmeübergangs für den Bereich des stillen Siedens in Abhängigkeit von folgenden Parametern ermöglicht: Wärmestromdichte, Sättigungstemperatur und Oberflächentopografie des Verdampfers. Besonderes Augenmerk bei der Realisierung des Versuchsaufbaus lag in der Sicherstellung reproduzierbarer, stationärer Randbedingungen sowie der Minimierung der Leckrate. Novum dieser Arbeit ist die getrennte Untersuchung des Einflusses von zwei der die Verdampferoberfläche definierenden Parameter – *Länge der 3-Phasen Kontaktlinie* und *Größe der Phasengrenzfläche* – auf den Wärmeübergang. Hierfür wurden vier Verdampferoberflächen untersucht, wobei drei mit zusätzlichen Mikrokanälen versehen wurden. Ziel dieser Erweiterung lag weniger in der Maximierung des Wärmedurchgangs, sondern vielmehr in der systematischen Untersuchung der zuvor aufgeführten Parameter. Im Gegensatz dazu wurde auf Grundlage der im Verlauf der Literaturrecherche gewonnenen Erkenntnissen durch Kombination von Kanälen und poröser Schicht mit Verdampfer Nr. 5 die Maximierung des Wärmedurchgangskoeffizienten angestrebt.

Anders als in den gesichteten Publikationen erfolgt in dieser Arbeit die Bestimmung der Sättigungstemperatur indirekt durch Messung des Sättigungsdrucks, was eine weitere Neuerung bei der experimentellen Untersuchung des Verdampfungsprozesses darstellt. Die Wahl dieses Verfahrens liegt in dem, im Gegensatz zur Dampftemperatur, nahezu konstanten Druck innerhalb der Messzelle begründet, wodurch die Vergleichbarkeit zwischen den Ergebnissen der untersuchten Verdampfer sichergestellt wird. Voraussetzung zur Anwendbarkeit dieses Verfahrens ist die Minimierung der Menge nichtkondensierbarer Gase innerhalb der Messzelle. Zur Quantifizierung des Einflusses dieser Gase auf den Wärmedurchgang wurden zusätzlich Untersuchungen durchgeführt. Diese Experimente beinhalten neben den in der Literatur beschriebenen Messungen bei konstanter Kondensatortemperatur [78, 102] zusätzlich bisher noch nicht publizierte Untersuchungen bei konstanter Sättigungstemperatur.

Im Rahmen der experimentellen Untersuchung des Wärmedurchgangs wird dem Verdampfer eine homogene Wärmestromdichte zugeführt, welche im Verlauf einer Messreihe schrittweise bis zum Einsetzen des Blasensiedens erhöht wird. Neben der Sättigungstemperatur innerhalb der Messzelle wird zum Zweck reproduzierbarer, stationärer Randbedingungen die Temperatur der die Messkammer umgebenden Luft mittels aktiver Regelung konstant gehalten. Zur Versorgung des Verdampfers mit den untersuchten Kältemitteln Methanol und Aceton dient ein Flüssigkeitswehr am Ende der adiabaten Transportzone, sodass die Strömung innerhalb der Kanäle ausschließlich auf der Kapillardruckdifferenz beruht. Die möglichst genaue Beschreibung des Wärmedurchgangs erfordert im Rahmen der Messdatenauswertung die Berücksichtigung aller Wärmestromverluste, insbesondere des dominierenden Verlustanteils durch die adiabate

Transportzone. Zum Vergleich der Ergebnisse hinsichtlich der Effizienz der Wärmeübertragung dient der Wärmedurchgangskoeffizient k , welcher dem Verhältnis der effektiven Wärmestromdichte zur Wandüberhitzung entspricht. Resultierend aus dessen Vergleich bei Variation der untersuchten Parameter können folgende Kernaussagen dieser Arbeit abgeleitet werden:

- **Wandüberhitzung / Wärmestromdichte**

Der Wärmedurchgangskoeffizient ist bei minimaler Wandüberhitzung beziehungsweise Wärmestromdichte maximal und nimmt bei Steigerung bis zum Einsetzen des Blasensiedens stetig ab. Diese Abnahme ist abhängig von der Sättigungstemperatur, der Verdampfer-Topografie sowie dem eingesetzten Kältemittel und beträgt beispielsweise bei einer Sättigungstemperatur von 20 °C für Methanol 72 % bis 84 % (Aceton 48 % – 76 %).

- **Sättigungstemperatur**

Der Wärmedurchgang nimmt im untersuchten Bereich zwischen 10 °C und 40 °C mit steigender Sättigungstemperatur linear zu. Für Methanol beträgt diese Zunahme des über die Wandüberhitzung gemittelten Wärmedurchgangskoeffizienten $88 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-2}$ (Aceton $34 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-2}$), wobei der Anstieg nahezu unabhängig vom jeweiligen Absolutwert ist. Zudem ist mit ansteigender Sättigungstemperatur die Zunahme der maximal übertragbaren Wärmestromdichte bis zum Erreichen der Siedegrenze (Methanol $0,32 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$; Aceton $0,21 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$) sowie die Abnahme der Wandüberhitzung bei Einsetzen des Blasensiedens verbunden.

- **Oberflächentopografie**

Der Wärmedurchgang steigt mit Verlängerung der 3-Phasen Kontaktlinie l_{3-Kl} und / oder Vergrößerung der Phasengrenzfläche A_{ph} an, wobei dieser Anstieg nicht linear ist. Folgende Abhängigkeiten des über die Wandüberhitzung gemittelten Wärmedurchgangskoeffizienten \bar{k} konnten beispielsweise bei einer Sättigungstemperatur von 20 °C experimentell bestimmt werden:

- $1,5 \cdot l_{3-Kl}$ und $A_{ph} = \text{konst.} \rightarrow \bar{k}_{\text{Meth}}$ steigt um das 2,3-fache, \bar{k}_{Acet} um das 2-fache.
- $1,5 \cdot A_{ph}$ und $l_{3-Kl} = \text{konst.} \rightarrow \bar{k}_{\text{Meth}}$ steigt um das 1,5-fache, \bar{k}_{Acet} um das 1,6-fache.

Des Weiteren wurde die Kontaktlinienlänge durch Bezug der Wärmedurchgangskoeffizienten auf deren verdampferspezifischen Wert als geeigneter Geometrie-Parameter zur Beschreibung des Wärmeübergangs bestimmt. Somit ist die überschlägige Berechnung des Wärmedurchgangskoeffizienten bei Änderung der Verdampferoberfläche basierend auf bekannten $k_{l_{3-Kl}}^*$ -Werten möglich.

- **Nußelt-Korrelation**

Für zukünftige Abschätzungen des Wärmedurchgangskoeffizienten wurde eine Nußelt-Korrelation für den Bereich des stillen Siedens abgeleitet. Diese beinhaltet neben den thermophysikalischen Stoffeigenschaften des Kältemittels, alle wesentlichen den Wärmeübergang beeinflussenden Parameter. Diese sind: \dot{q}_{eff} , p_{sat} , l_{3-Kl} , A_{ph} und R_{ph} .

- **Kältemittel / Leistungsgrenze**

Die Merit-Zahl eignet sich lediglich rudimentär zur Beschreibung des Wärmedurchgangs in Abhängigkeit vom verwendeten Kältemittel. Die Leistungsgrenze aller untersuchten Oberflächen (Kanäle

und poröse Schicht) ist die Siedegrenze, da bei Einsetzen des Blasensiedens sämtliche Kanäle mit Flüssigkeit benetzt sind.

- **nichtkondensierbare Gase**

Der Wärmedurchgang nimmt mit steigendem Partialdruck nichtkondensierbarer Gase signifikant ab. So beträgt beispielsweise bei konstanter Kühlmitteltemperatur im Kondensator, einer zugeführten Wärmestromdichte von 4 kW m^{-2} und einem NCG-Partialdruck von 2,1 mbar der Wärmedurchgangskoeffizient nur noch 66 % seines Wertes im Reinstoffsystem. Neben der Verminderung des Wärmeübergangs im Kondensator durch Ausbildung einer „Sperrschicht“ deuten die Ergebnisse der Experimente auf eine direkte Beeinflussung des Verdampfungsprozesses durch nichtkondensierbare Gase hin.

Neben dem experimentellen Teil der Arbeit wurde aufbauend auf dem von Stephan und Busse [110] entwickelten Modell des Wärmeübergangs innerhalb der Mikrozone ein Gesamtmodell erstellt, was die detaillierte Beschreibung des experimentell bestimmten Wärmedurchgangs ermöglicht. Dieses Modell gliedert sich in die zwei Teile *hydrodynamisches Modell* und *Modell des Wärmeübergangs*, wobei letzteres nochmals in das Modell der Mikrozone und das Modell des makroskopischen Wärmeübergangs unterteilt wird. Neben den im Experiment variierten Parametern ermöglicht die Numerik die Untersuchung des Wärmedurchgangs in Abhängigkeit von der Krümmung des makroskopischen Flüssigkeitsmeniskus, der Geometrie des Übergangs zwischen Wand und dem Bereich des dünnen Flüssigkeitsfilms sowie des im Experiment unbekannten Werts des Kondensationskoeffizienten. Zum Vergleich der Ergebnisse zwischen Numerik und Experiment wird der Wärmedurchgangskoeffizient, der Verlauf der Wärmestromdichte über die Phasengrenze und das Verhältnis des durch die Mikrozone und den Bereich des makroskopischen Flüssigkeitsmeniskus integral übertragenen Wärmestroms detailliert betrachtet. Die wesentlichen Ergebnisse des numerischen Modells können wie folgt zusammengefasst werden:

- **Kondensationskoeffizient**

Der im Experiment unbekannte Kondensationskoeffizient bestimmt aufgrund seiner Relevanz für den Wärmewiderstand an der Phasengrenze maßgeblich den übertragenen Wärmestrom. Lagern sich Verunreinigungen oder oberflächenaktive Substanzen in der Größenordnung weniger ppm an der Phasengrenze an, kann dies zur Abnahme von f um mehrere Größenordnungen führen [72], was gleichbedeutend mit einer signifikanten Verminderung des Wärmedurchgangskoeffizienten ist.

- **Krümmung der Phasengrenze / Übergang Wand-Flüssigkeit**

Die makroskopische Krümmung der Phasengrenze entlang der *Re-Entrant* Kanäle ist für die untersuchten Kältemittel nahezu konstant und eine Zunahme ihres Wertes ($< 400 \text{ m}^{-1}$) führt zu keiner wesentlichen Änderung des übertragenen Wärmestroms. Im Gegensatz dazu besitzt der Wärmeübergang eine nicht zu vernachlässigende Abhängigkeit von der Geometrie des Übergangs zwischen Wand und dem Bereich des dünnen Flüssigkeitsfilms.

- **Verhältnis des übertragenen Wärmestroms**

Mit steigender Wandüberhitzung nimmt der prozentual durch die Mikrozone übertragene Wärmestrom stetig ab, was die im Experiment bestimmte globale Abnahme des Wärmedurchgangskoeffizienten begründet. Zur Beschreibung des Wärmeübergangs ist es daher erforderlich neben der Mikrozone den daran angrenzenden wandnahe Bereich zu berücksichtigen, wobei dessen Größe abhängig vom untersuchten Kältemittel ist.

Resultierend aus den Ergebnissen dieser Arbeit sind folgende weiterführenden Untersuchungen wünschenswert: Zur Erweiterung der Datenbasis sind Experimente mit weiteren Kältemitteln, Wandmaterialien und Oberflächentopografien durchzuführen. Dabei sollte zur Vergleichbarkeit der Ergebnisse die Sättigungstemperatur ebenfalls aus dem gemessenen Druck bestimmt werden und im Rahmen der Messdatenauswertung sollten sämtliche Wärmestromverluste Berücksichtigung finden. Zur Bestimmung des Wärmestromverlusts entlang der adiabaten Transportzone ist es daher empfehlenswert die Wandtemperatur am Übergang zwischen adiabater Zone und Kondensator beziehungsweise Flüssigkeitswehr zu messen, was die in dieser Arbeit angewendete iterative Bestimmung überflüssig machen würde. Zur Überprüfung der Gültigkeit beziehungsweise Übertragbarkeit der aufgestellten *Nußelt*-Korrelation sollten die Ergebnisse der Experimente mit den berechneten Wärmedurchgangskoeffizienten verglichen werden, um gegebenenfalls die Korrelation zu modifizieren. Hinsichtlich einer technischen Anwendung, beispielsweise in Wärmerohren zur Elektronik Kühlung, ist es erstrebenswert den Bereich der Sättigungstemperatur auf bis zu 90 °C zu erweitern. Zudem sollte die Oberflächentopografie des Verdampfers vergleichbar zu der einer späteren Anwendung gestaltet werden. Zur Maximierung des übertragbaren Wärmestroms ohne die Gefahr der Überschreitung der Kapillarkraftgrenze scheint die aufgezeigte Kombination aus *Re-Entrant* Kanälen und poröser Schicht ein vielversprechender Ansatz zu sein, welchen es weiter zu untersuchen gilt.

Aufbauend auf dem vorgestellten numerischen Ansatz sollte, vergleichbar zu der Arbeit von Dietl [26], für den Fall des stillen Siedens eine dreidimensionale Modellierung des Verdampfers erfolgen. Der Fokus einer solchen Arbeit würde in der Untersuchung des Wärmeübergangs für den Fall sehr kleiner Kanalquerschnitte liegen, wie sie beispielsweise in Wärmerohren vorkommen. Insbesondere der Modellierung des Übergangs zwischen Kanalwand und Flüssigkeit gilt es aufgrund der aufgezeigten Bedeutung für den insgesamt übertragenen Wärmestrom besondere Aufmerksamkeit zu schenken.

Mit den in dieser Arbeit vorgestellten Ergebnissen des numerischen Modells konnte der Einfluss des im Experiment unbekannten Kondensationskoeffizienten auf den Wärmeübergang aufgezeigt werden. Dessen in der Literatur angegebenen Werte weichen bisweilen stark voneinander ab und sind zudem abhängig von im Experiment schwer zu vermeidenden Verunreinigungen in der Größenordnung weniger ppm, sodass auch zukünftig die Beschreibung des Wärmewiderstandes an der Phasengrenze mit großen Unsicherheiten verbunden sein wird. Aus diesem Grund ist auch weiterhin neben der numerischen Beschreibung des Wärmeübergangs dessen experimentelle Untersuchung notwendig. Zudem haben die

Ergebnisse der Untersuchungen hinsichtlich des Einflusses nichtkondensierbarer Gase die Frage der direkten Beeinflussung des Verdampfungsprozesses durch NCGs aufgeworfen, welche in der Literatur noch nicht behandelt wurde. Zur Klärung dieser offenen Fragestellung sind weiterführende Untersuchungen erforderlich, beispielsweise durch die Messung der Zusammensetzung der Gasatmosphäre direkt oberhalb des Verdampfers oder die Bestimmung einer möglichen Abhängigkeit des Kondensationskoeffizienten vom NCG-Partialdruck.





Literaturverzeichnis

- [1] AGOSTINI, B. ; FABBRI, M. ; PARK, J. E. ; WOJTAN, L. ; THOME, J. R. ; MICHEL, B.: State of the art of high heat flux cooling technologies. In: *Heat Transfer Engineering* 28 (2007), Nr. 4, S. 258–281
- [2] ALEXEEV, A. ; GAMBARYAN-ROISMAN, T. ; STEPHAN, P.: Marangoni convection and heat transfer in thin liquid films on heated walls with topography: Experiments and numerical study. In: *Physics of Fluids* 17 (2005), Nr. 6, S. 062106
- [3] AYYASWAMY, P. S. ; CATTON, I. ; EDWARDS, D. K.: Capillary flow in triangular grooves. In: *Journal of Applied Mechanics* 41 (1974), Nr. 2, S. 332–336
- [4] BAEHR, H. D. ; KABELAC, S.: *Thermodynamik: Grundlagen und technische Anwendungen*. 14. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2009. – ISBN 9783642005558
- [5] BATZDORF, S.: *Heat transfer and evaporation during single drop impingement onto a superheated wall*. Darmstadt, TU Darmstadt, Institut für Technische Thermodynamik, Diss., 2015
- [6] BHAUMIK, S. K. ; CHAKRABORTY, S. ; DASGUPTA, S.: Electrowetting of evaporating extended meniscus. In: *Soft Matter* 8 (2012), Nr. 44, S. 11302
- [7] BRANDT, C.: *TTD-Berichte aus dem Fachgebiet Technische Thermodynamik, TU Darmstadt*. Bd. Nr. 147: *Wärme- und Flüssigkeitstransport in Verdampfern von Wärmerohren mit Hochleistungskapillarstrukturen*. Düsseldorf : VDI-Verl., 2003. – ISBN 318314719X
- [8] BRANDT, C. ; STEPHAN, P. ; DUBOIS, M. ; MULLENDER, B.: *Theoretical investigation of advanced capillary structures in grooved heat pipe evaporators for space applications*. Warrendale, PA : SAE International, 2000

-
- [9] BRAUTSCH, A. ; KEW, P. A.: Examination and visualisation of heat transfer processes during evaporation in capillary porous structures. In: *Applied Thermal Engineering* 22 (2002), Nr. 7, S. 815–824
- [10] BUONGIORNO, J. ; ET AL.: A benchmark study on the thermal conductivity of nanofluids. In: *Journal of Applied Physics* 106 (2009), Nr. 9, S. 094312
- [11] BÜRKERT GMBH & CO. KG: *Beständigkeitstabelle*. https://www.buerkert.de/de/content/download/9318/335016/version/4/file/DE_Bestaendig_D.pdf, Abruf: 15. April 2016
- [12] CAREY, V. P.: *Liquid-vapor phase-change phenomena: An introduction to the thermophysics of vaporization and condensation processes in heat transfer equipment*. 2nd ed. New York : Taylor and Francis, 2008. – ISBN 1591690358
- [13] CARNOT, S. ; FOX, R.: *Ostwalds Klassiker der exakten Naturwissenschaften*. Bd. 37: *Betrachtungen über die bewegende Kraft des Feuers und die zur Entwicklung dieser Kraft geeigneten Maschinen*. 1892. Braunschweig, Wiesbaden : Vieweg + Teubner Verlag, 1988. – ISBN 9783528085421
- [14] CHANG, Y.-W. ; CHENG, C.-H. ; WANG, J.-C. ; CHEN, S.-L.: Heat pipe for cooling of electronic equipment. In: *Energy Conversion and Management* 49 (2008), Nr. 11, S. 3398–3404
- [15] CHI, S. W.: *Heat pipe theory and practice: A sourcebook*. Washington, D.C : Hemisphere Pub. Corp., 1976 (Series in thermal and fluids engineering). – ISBN 9780070107182
- [16] CHIEN, L.-H. ; CHANG, C.-C.: Experimental study of evaporation resistance on porous surfaces in flat heat pipes. In: *Thermal and Thermomechanical Phenomena in Electronic Systems, 2002. ITherm 2002. The Eighth Intersociety Conference on IEEE*, 2002. – ISBN 0780371526, S. 236–242
- [17] CHURCHILL, S. W. ; CHU, H. H. S.: Correlating equations for laminar and turbulent free convection from a vertical plate. In: *Int. J. Heat Mass Transfer* 18 (1975), S. 1323–1329
- [18] COLBURN, A. P. ; HOUGEN, O. A.: Design of cooler condensers for mixtures of vapors with noncondensing gases. In: *Industrial & Engineering Chemistry* 26 (1934), Nr. 11, S. 1178–1182
- [19] DAKKS DEUTSCHE AKKREDITIERUNGSSTELLE: *Ermittlung und Angabe der Messunsicherheit nach Forderungen der DIN EN ISO/IEC 17025*. – <http://www.dakks.de/content/ermittlung-und-angabe-der-messunsicherheit-nach-forderungen-der-din-en-isoiec-17025>, Abruf: 15. April 2016

-
- [20] DAMEAN, N. ; REGTIEN, P. P. L.: Poiseuille number for the fully developed laminar flow through hexagonal ducts etched in $\langle 1\ 0\ 0 \rangle$ silicon. In: *Sensors and Actuators A: Physical* 90 (2001), Nr. 1–2, S. 96–101
- [21] DEUFLHARD, P. ; HOHMANN, A.: *Numerische Mathematik 1*. 4. Berlin, Boston : Walter de Gruyter, 2008. – ISBN 3110203553
- [22] DEUTSCHER KALIBRIERDIENST: *Richtlinie DKD-R 5-1, Kalibrierung von Widerstandsthermometern*. 2003
- [23] DHAVALSWARAPU, H. K. ; CHAMARTHY, P. ; GARIMELLA, S. V. ; MURTHY, J. Y.: Experimental investigation of steady buoyant-thermocapillary convection near an evaporating meniscus. In: *Physics of Fluids* 19 (2007), Nr. 8, S. 082103
- [24] DHAVALSWARAPU, H. K. ; GARIMELLA, S. V. ; MURTHY, J. Y.: Microscale temperature measurements near the triple line of an evaporating thin liquid film. In: *Journal of Heat Transfer* 131 (2009), Nr. 6, S. 061501
- [25] DIAO, Y. H. ; LIU, Y. ; WANG, R. ; ZHAO, Y. H. ; GUO, L. ; TANG, X.: Effects of nanofluids and nanocoatings on the thermal performance of an evaporator with rectangular microchannels. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 67 (2013), S. 183–193
- [26] DIETL, J.: *Numerical simulation of pool boiling from reentrant type structured surfaces*. Darmstadt, TU Darmstadt, Institut für Technische Thermodynamik, Diss., 2015
- [27] DORFMÜLLER, T. ; BERGMANN, L. ; SCHAEFER, C.: *Mechanik, Relativität, Wärme*. Berlin : Walter de Gruyter, 1998. – ISBN 9783110128703
- [28] DUBOIS, M. ; MULLENDER, B. ; SUPPER, W.: Space qualification results of high capacity grooved heat pipes. In: *SAE Technical Paper* (1997)
- [29] FAGHRI, A.: *Heat pipe science and technology*. Washington, DC : Taylor & Francis, 1995. – ISBN 1560323833
- [30] FIRMA KEITHLEY INSTRUMENTS INC.: *Integra Series Technical Data Sheet*. <https://www.keithley.de/data?asset=9951>, Abruf: 15. April 2016

-
- [31] FISCHER, K. ; WILKEN, M.: Experimental determination of oxygen and nitrogen solubility in organic solvents up to 10 MPa at temperatures between 298 K and 398 K. In: *The Journal of Chemical Thermodynamics* 33 (2001), Nr. 10, S. 1285–1308
- [32] FUJIKAWA, S. ; MAEREFAT, M.: A study of the molecular mechanism of vapour condensation. In: *JSME international journal. Series 2, Fluids engineering, heat transfer, power, combustion, thermophysical properties* 33 (1990), Nr. 4, S. 634–641
- [33] GAUGLER, R. S.: *Heat transfer device. US Patent Nr. 2350348.* 1942
- [34] GRANDY, W. T.: *Oxford science publications. Bd. 141: Entropy and the time evolution of macroscopic systems.* Oxford, New York : Oxford University Press, 2008. – ISBN 9780199546176
- [35] GROVER, G. M.: *Evaporation-condensation heat transfer device. US Patent Nr. 3229759.* 1966
- [36] GROVER, G. M. ; COTTER, T. P. ; ERICKSON, G. F.: Structures of very high thermal conductance. In: *Journal of Applied Physics* 35 (1964), Nr. 6, S. 1990
- [37] GUPTA, S. V.: *Measurement uncertainties: Physical parameters and calibration of instruments.* New York : Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2012. – ISBN 9783642209888
- [38] HALLINAN, K. P. ; KIM, S. J. ; CHANG, W. S.: Evaporation from an extended meniscus for nonisothermal interfacial conditions. In: *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* 8 (1994), Nr. 4, S. 709–716
- [39] HANLON, M. A. ; MA, H. B.: Evaporation heat transfer in sintered porous media. In: *Journal of Heat Transfer* 125 (2003), Nr. 4, S. 644
- [40] HARWELL, W. ; KAUFMAN, W. B. ; TOWER, L. K.: Re-entrant groove heat pipe. In: *AIAA, 12th Thermophysics Conference* Bd. 1, 1977
- [41] HÖHMANN, C. ; STEPHAN, P.: Microscale temperature measurement at an evaporating liquid meniscus. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 26 (2002), Nr. 2–4, S. 157–162
- [42] HONG, F. J. ; CHENG, P. ; WU, H. Y. ; SUN, Z.: Evaporation / boiling heat transfer on capillary feed copper particle sintered porous wick at reduced pressure. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 63 (2013), S. 389–400

-
- [43] HONG, K. T. ; IMADOJEMU, H. ; WEBB, R. L.: Effects of oxidation and surface roughness on contact angle. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 8 (1994), Nr. 4, S. 279–285
- [44] HSU, Y. Y.: On the size range of active nucleation cavities on a heating surface. In: *Journal of Heat Transfer* 84 (1962), Nr. 3, S. 207
- [45] IBRAHEM, K. ; ABD RABBO, M. F. ; GAMBARYAN-ROISMAN, T. ; STEPHAN, P.: Experimental investigation of evaporative heat transfer characteristics at the 3-phase contact line. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 34 (2010), Nr. 8, S. 1036–1041
- [46] ISRAELACHVILI, J. N.: *Intermolecular and surface forces*. 3. Burlington, MA : Academic Press, 2011. – ISBN 1455730351
- [47] IVANOVSKII, M.N. ; PRIVEZENTSEV, V.V. ; ILIN, Y. A. ; SIDORENKO, E. M.: Experimental investigation of heat transfer with evaporation of the agent from a corrugated capillary structure. In: *Journal of engineering physics* 46 (1984), Nr. 4, S. 377–381
- [48] JOUSTEN, K. (Hrsg.): *Wutz Handbuch Vakuumtechnik: Mit 124 Tabellen und 102 Beispielen*. 10., überarb. und erw. Aufl. Wiesbaden : Vieweg + Teubner Verlag, 2010. – ISBN 9783834806956
- [49] JUNG, J.-Y. ; OH, H.-S. ; LEE, D. K. ; CHOI, K. B. ; DONG, S. K. ; KWAK, H.-Y.: A capillary-pumped loop (CPL) with microcone-shaped capillary structure for cooling electronic devices. In: *Journal of Micromechanics and Microengineering* 18 (2008), Nr. 1, S. 017002
- [50] KAPOLNEK, M. R. ; HOLMES, H. R.: Development of optimized, graded-permeability axial groove heat pipes. In: *NASA, Goddard Space Flight Center, 15th Space Simulation Conference: Support the Highway to Space Through Testing* (1988), S. 397–408
- [51] KHRUSTALEV, D. ; FAGHRI, A.: Fluid flow effects in evaporation from liquid–vapor meniscus. In: *Journal of Heat Transfer* 118 (1996), Nr. 3, S. 725–730
- [52] KIM, S. J. ; KI SEO, J. ; HYUNG DO, K.: Analytical and experimental investigation on the operational characteristics and the thermal optimization of a miniature heat pipe with a grooved wick structure. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 46 (2003), Nr. 11, S. 2051–2063
- [53] KNIGGE, J.-K.: *Entwicklung, Optimierung und Fertigung von Kapillarstrukturen für den Einsatz als Verdampferstrukturen*. Darmstadt, TU Darmstadt, Institut für Technische Thermodynamik, Bachelor-Thesis, 2013

-
- [54] KOBAYASHI, Y. ; IKEDA, S. ; IWASA, M.: Evaporative heat transfer at the evaporative section of a grooved heat pipe. In: *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* 10 (1996), Nr. 1, S. 83–89
- [55] KUNKELMANN, C.: *Modellierung und numerische Berechnung des Wärmetransports bei der Verdampfung aus Kapillarstrukturen in Wärmerohren*. Darmstadt, TU Darmstadt, Institut für Technische Thermodynamik, Diplomarbeit, 2007
- [56] KUNKELMANN, C.: *Numerical modeling and investigation of boiling phenomena*. Darmstadt, Institut für Technische Thermodynamik, Technische Universität Darmstadt, Diss., 2011
- [57] KUNKELMANN, C. ; IBRAHEM, K. ; SCHWEIZER, N. ; HERBERT, S. ; STEPHAN, P. ; GAMBARYAN-ROISMAN, T.: The effect of three-phase contact line speed on local evaporative heat transfer: Experimental and numerical investigations. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 55 (2012), Nr. 7–8, S. 1896–1904
- [58] KUSKOV, G. V. ; MAIDANIK, Y. F.: Macroscopic boundary angles of wetting of sintered capillary structures of heat pipes. In: *Journal of Engineering Physics and Thermophysics* 50 (1986), Nr. 1, S. 53–58
- [59] LAUNAY, S. ; SARTRE, V. ; LALLEMAND, M.: Experimental study on silicon micro-heat pipe arrays. In: *Applied Thermal Engineering* 24 (2004), Nr. 2–3, S. 233–243
- [60] LÉAL, L. ; MISCEVIC, M. ; LAVIEILLE, P. ; AMOKRANE, M. ; PIGACHE, F. ; TOPIN, F. ; NOGARÈDE, B. ; TADRIST, L.: An overview of heat transfer enhancement methods and new perspectives: Focus on active methods using electroactive materials. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 61 (2013), S. 505–524
- [61] LEMMON, E. W. ; HUBER, M. L. ; MCLINDEN, M. O.: *NIST Standard Reference Database 23: Reference fluid thermodynamic and transport properties - REFPROP 9.1*. 2013
- [62] LI, C. ; PETERSON, G. P.: Evaporation / boiling in thin capillary wicks (II)—effects of volumetric porosity and mesh size. In: *Journal of Heat Transfer* 128 (2006), Nr. 12, S. 1320
- [63] LI, C. ; PETERSON, G. P. ; WANG, Y.: Evaporation / boiling in thin capillary wicks (I)—wick thickness effects. In: *Journal of Heat Transfer* 128 (2006), Nr. 12, S. 1312
- [64] LIOU, J.-H. ; CHANG, C.-W. ; CHAO, C. ; WONG, S.-C.: Visualization and thermal resistance measurement for the sintered mesh-wick evaporator in operating flat-plate heat pipes. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 53 (2010), Nr. 7–8, S. 1498–1506

-
- [65] LIPS, S. ; LEFÈVRE, F. ; BONJOUR, J.: Combined effects of the filling ratio and the vapour space thickness on the performance of a flat plate heat pipe. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 53 (2010), Nr. 4, S. 694–702
- [66] LIU, Z.-H. ; LI, Y.-Y. ; BAO, R.: Thermal performance of inclined grooved heat pipes using nanofluids. In: *International Journal of Thermal Sciences* 49 (2010), Nr. 9, S. 1680–1687
- [67] LIU, Z.-H. ; LI, Y.-Y. ; BAO, R.: Compositive effect of nanoparticle parameter on thermal performance of cylindrical micro-grooved heat pipe using nanofluids. In: *International Journal of Thermal Sciences* 50 (2011), Nr. 4, S. 558–568
- [68] MA, H. B. ; PETERSON, G. P.: Experimental investigation of the maximum heat transport in triangular grooves. In: *Journal of Heat Transfer* 118 (1996), Nr. 3, S. 740
- [69] MA, X.-H. ; ZHOU, X.-D. ; LAN, Z. ; LI, Y.-M. ; ZHANG, Y.: Condensation heat transfer enhancement in the presence of non-condensable gas using the interfacial effect of dropwise condensation. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 51 (2008), Nr. 7–8, S. 1728–1737
- [70] MAHJOURI, F.: Vacuum tube liquid-vapor (heat-pipe) collectors. In: *Proceedings of the Solar Conference* American Solar Energy Society; American Institute of Architects, 2004, S. 341–346
- [71] MANTELLI, M. B. H. ; WAGNER BARBOSA, Â. ; BORGES, T.: Performance of naphthalene thermosyphons with non-condensable gases – Theoretical study and comparison with data. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 53 (2010), Nr. 17–18, S. 3414–3428
- [72] MAREK, R. ; STRAUB, J.: Analysis of the evaporation coefficient and the condensation coefficient of water. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 44 (2001), Nr. 1, S. 39–53
- [73] MATSUMOTO, M. ; KATAOKA, Y.: Evaporation and condensation at a liquid surface of methanol. In: *Molecular Simulation* 12 (1994), Nr. 3–6, S. 211–217
- [74] MCGLEN, R. J. ; JACHUCK, R. ; LIN, S.: Integrated thermal management techniques for high power electronic devices. In: *Applied Thermal Engineering* 24 (2004), Nr. 8–9, S. 1143–1156
- [75] MCWILLIAMS, A.: *The market for thermal management technologies*. 2014. – BBC Research
- [76] MERRILL, K. S. ; SORENSEN, S. ; SMITH, J. ; ZARLING, J.: Thermal performance of TAPS heat pipes with non condensable gas blockage. In: *Cold Regions Engineering*, American Society of Civil Engineers, 2002. – ISBN 9780784406212, S. 1–12

-
- [77] MIGLIACCIO, C. P. ; DHAVALSWARAPU, H. K. ; GARIMELLA, S. V.: Temperature measurements near the contact line of an evaporating meniscus V-groove. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 54 (2011), Nr. 7–8, S. 1520–1526
- [78] MINKOWYCZ, W. J. ; SPARROW, E. M.: Condensation heat transfer in the presence of noncondensables, interfacial resistance, superheating, variable properties, and diffusion. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 9 (1966), Nr. 10, S. 1125–1144
- [79] MITROVIC, J.: How to create an efficient surface for nucleate boiling? In: *International Journal of Thermal Sciences* 45 (2006), Nr. 1, S. 1–15
- [80] MORTENSEN, E. M. ; EYRING, H.: Transmission coefficients for evaporation and condensation. In: *The Journal of Physical Chemistry* 64 (1960), Nr. 7, S. 846–849
- [81] NEMIC-LAMBDA LTD. (Hrsg.): *GENESYS™ GEN 2.4kW series power supplies user manual*. Industrial Zone P.O.B. 500 Karmiel, Israel: Nemic-Lambda Ltd., 2010
- [82] NUKIYAMA, S.: The maximum and minimum values of the heat Q transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure. In: *Journal of the Society of Mechanical Engineers, Japan* 37 (1934), S. 367–374
- [83] OH, I.-H. ; NOMURA, N. ; MASAHASHI, N. ; HANADA, S.: Mechanical properties of porous titanium compacts prepared by powder sintering. In: *Scripta Materialia* 49 (2003), Nr. 12, S. 1197–1202
- [84] OJHA, M. ; CHATTERJEE, A. ; DALAKOS, G. ; WAYNER, P. C. ; PLAWSKY, J. L.: Role of solid surface structure on evaporative phase change from a completely wetting corner meniscus. In: *Physics of Fluids* 22 (2010), Nr. 5, S. 052101
- [85] ÖZERİNG, S. ; KAKAÇ, S. ; YAZICIOĞLU, A. G.: Enhanced thermal conductivity of nanofluids: a state-of-the-art review. In: *Microfluidics and Nanofluidics* 8 (2010), Nr. 2, S. 145–170
- [86] PARK, K. ; NOH, K.-J. ; LEE, K.-S.: Transport phenomena in the thin-film region of a micro-channel. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 46 (2003), Nr. 13, S. 2381–2388
- [87] PETERSON, G. P.: *An introduction to heat pipes: Modeling, testing, and applications*. New York : Wiley, 1994 (Wiley series in thermal management of microelectronic & electronic systems). – ISBN 9780471305125

-
- [88] POTASH, M. ; WAYNER, P. C.: Evaporation from a two-dimensional extended meniscus. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 15 (1972), Nr. 10, S. 1851–1863
- [89] RANJAN, R. ; MURTHY, J. Y. ; GARIMELLA, S. V.: Analysis of the wicking and thin-film evaporation characteristics of microstructures. In: *Journal of Heat Transfer* 131 (2009), Nr. 10, S. 101001
- [90] RANJAN, R. ; MURTHY, J. Y. ; GARIMELLA, S. V.: A microscale model for thin-film evaporation in capillary wick structures. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 54 (2011), Nr. 1–3, S. 169–179
- [91] RANJAN, R. ; PATEL, A. ; GARIMELLA, S. V. ; MURTHY, J. Y.: Wicking and thermal characteristics of micropillared structures for use in passive heat spreaders. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 55 (2012), Nr. 4, S. 586–596
- [92] REAY, D. A. ; MCGLEN, R. ; KEW, P. A.: *Heat pipes*. 6th edition. Oxford, Burlington, MA : Butterworth-Heinemann, 2013. – ISBN 9780080982663
- [93] RICHTER, R. ; BRENNAN, P. ; RANKIN, J.: Development of an advanced trapezoidal axially grooved (ATAG) heat pipe. (1986)
- [94] SCHILD, H. ; DUMM, T.: *Energie und Wärmelehre: Lerntext, Aufgaben mit kommentierten Lösungen und Kurztheorie*. 1. Zürich : Compendio Bildungsmedien, 2009. – ISBN 9783715593715
- [95] SCHLITT, R.: Development of an axially grooved heat pipe with non-constant groove width. In: *3rd International Heat Pipe Conference* (1978), S. 78–375
- [96] SCHLITT, R.: Performance characteristics of recently developed high-performance heat pipes. In: *Heat Transfer Engineering* 16 (1995), Nr. 1, S. 44–52
- [97] SCHLÜNDER, E. U.: *Heat Exchanger Design Handbook*. VDI-Verlag GmbH, 1984. – ISBN 9783184190804
- [98] SCHUBERT, A. ; HACKERT-OSCHÄTZCHEN, M. ; MEICHSNER, G. ; ZINECKER, M.: Design and realization of micro structured surfaces for thermodynamic applications. In: *Microsystem Technologies* 17 (2011), Nr. 9, S. 1471–1479
- [99] SHABANY, Y.: *Heat transfer: Thermal management of electronics*. Boca Raton : CRC Press, 2010. – ISBN 9781439814673

-
- [100] SHKAIR, S. ; THOME, J. R.: Boiling nucleation of mixtures on smooth and enhanced surfaces. In: *8th Int. Heat Transfer Conf.* 4 (1986), S. 2081–2086
- [101] SIELAFF, A.: *Experimental investigation of single bubbles and bubble interactions in nucleate boiling*. Darmstadt, TU Darmstadt, Institut für Technische Thermodynamik, Diss., 2014
- [102] SINGH, R. ; AKBARZADEH, A. ; MOCHIZUKI, M.: Operational characteristics of the miniature loop heat pipe with non-condensable gases. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 53 (2010), Nr. 17–18, S. 3471–3482
- [103] SODTKE, C.: *Untersuchungen zur Sprühkühlung an mikrostrukturierten Oberflächen*. Darmstadt, TU Darmstadt, Institut für Technische Thermodynamik, Diss., 2007
- [104] SPURK, J. H. ; AKSEL, N.: *Strömungslehre: Einführung in die Theorie der Strömungen*. 7. Aufl. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2007. – ISBN 3540384391
- [105] SRINIVASAN, S. ; MCKINLEY, G. H. ; COHEN, R. E.: Assessing the accuracy of contact angle measurements for sessile drops on liquid-repellent surfaces. In: *Langmuir* 27 (2011), Nr. 22, S. 13582–13589
- [106] STEIN, S. E.: Infrared Spectra. In: *NIST Chemistry WebBook, NIST Standard Reference Database Number 69*. Gaithersburg MD : National Institute of Standards and Technology, 2015
- [107] STEPHAN, K.: Influence of dispersion forces on phase equilibria between thin liquid films and their vapour. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 45 (2002), Nr. 24, S. 4715–4725
- [108] STEPHAN, P.: *Fortschritt-Berichte VDI. Reihe 19, Wärmetechnik/Kältetechnik*. Bd. 59: *Wärmedurchgang bei Verdampfung aus Kapillarrillen in Wärmerohren*. Düsseldorf : VDI-Verlag, 1992. – ISBN 9783181459195
- [109] STEPHAN, P. ; BRANDT, C.: Advanced capillary structures for high performance heat pipes. In: *Heat Transfer Engineering* 25 (2004), Nr. 3, S. 78–85
- [110] STEPHAN, P. ; BUSSE, C. A.: Analysis of the heat transfer coefficient of grooved heat pipe evaporator walls. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 35 (1992), Nr. 2, S. 383–391
- [111] STEPHAN, P. ; SCHABER, K. ; STEPHAN, K. ; MAYINGER, F.: *Thermodynamik: Grundlagen und technische Anwendungen*. 16., vollst. neu bearb. Wiesbaden : Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006. – ISBN 3540220356

-
- [112] SWANSON, L. W. ; HERDT, G. C.: Model of the evaporating meniscus in a capillary tube. In: *Journal of Heat Transfer* 114 (1992), Nr. 2, S. 434
- [113] TRUONG, Jack G. ; WAYNER, Peter C.: Effects of capillary and van der Waals dispersion forces on the equilibrium profile of a wetting liquid: Theory and experiment. In: *The Journal of Chemical Physics* 87 (1987), Nr. 7, S. 4180
- [114] UMRATH, W.: *Fundamentals of vacuum technology*. Leybold-Vakuum, 1998
- [115] VACOM, VAKUUM KOMPONENTEN & MESSTECHNIK GMBH: *VACOM® Produktkatalog*. Katalog, 2010
- [116] VDI-GESELLSCHAFT VERFAHRENSTECHNIK UND CHEMIEINGENIEURWESEN (GVC) (Hrsg.): *VDI Heat Atlas*. 2nd. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2010. – ISBN 9783540778769
- [117] VENCEL, T. ; DONOVALOVÁ, J. ; GAPLOVSKY, A. ; KIMURA, T. ; TOMA, S.: Oxygen exclusion from the organic solvents using ultrasound and comparison with other common techniques used in photochemical experiments. In: *Chemical Papers-Slovak Academy of Sciences* 59 (2005), Nr. 4, S. 271
- [118] VERSHININ, S. V. ; MAYDANIK, Y. F.: Hysteresis phenomena in loop heat pipes. In: *Applied Thermal Engineering* 27 (2007), Nr. 5–6, S. 962–968
- [119] VWR INTERNATIONAL GMBH: *Aceton - certificate of specification*. https://de.vwr.com/stibo/hi_res/ger/18/29/14501829.pdf, Abruf: 15. April 2016
- [120] VWR INTERNATIONAL GMBH: *Methanol - certificate of specification*. https://de.vwr.com/stibo/hi_res/ger/03/29/14510329.pdf, Abruf: 15. April 2016
- [121] WANG, C.-Y. ; TU, C.-J.: Effects of non-condensable gas on laminar film condensation in a vertical tube. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 31 (1988), Nr. 11, S. 2339–2345
- [122] WANG, G.-S. ; SONG, B. ; LIU, Z.-H.: Operation characteristics of cylindrical miniature grooved heat pipe using aqueous CuO nanofluids. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 34 (2010), Nr. 8, S. 1415–1421
- [123] WANG, H. ; GARIMELLA, S. V. ; MURTHY, J. Y.: Characteristics of an evaporating thin film in a microchannel. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 50 (2007), Nr. 19–20, S. 3933–3942

-
- [124] WEBB, R. L. ; KIM, N.-H.: *Principles of enhanced heat transfer*. 2nd. Boca Raton : Taylor & Francis, 2005. – ISBN 1591690145
- [125] WEE, S.-K.: *Microscale observables for heat and mass transport in sub-micron scale evaporating thin film*, Texas A&M University, Diss., 2004
- [126] WEIBEL, J. A. ; GARIMELLA, S. V. ; NORTH, M. T.: Characterization of evaporation and boiling from sintered powder wicks fed by capillary action. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 53 (2010), Nr. 19–20, S. 4204–4215
- [127] WILLIAMS, R. R. ; HARRIS, D. K.: The heat transfer limit of step-graded metal felt heat pipe wicks. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 48 (2005), Nr. 2, S. 293–305
- [128] WINTER, M.: *Heat transfer mechanisms during spray cooling of electronic devices*. Darmstadt, TU Darmstadt, Institut für Technische Thermodynamik, Diss., 2015
- [129] WONG, S.-C. ; CHEN, C.-W.: Visualization experiments for groove-wicked flat-plate heat pipes with various working fluids and powder-groove evaporator. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 66 (2013), S. 396–403
- [130] WONG, S.-C. ; LIOU, J.-H. ; CHANG, C.-W.: Evaporation resistance measurement with visualization for sintered copper-powder evaporator in operating flat-plate heat pipes. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 53 (2010), Nr. 19–20, S. 3792–3798
- [131] WU, Z. ; WU, Y. ; SUNDÉN, B. ; LI, W.: Convective vaporization in micro-fin tubes of different geometries. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 44 (2013), S. 398–408
- [132] XIA, Z. Z. ; YANG, G. Z. ; WANG, R. Z.: Experimental investigation of capillary-assisted evaporation on the outside surface of horizontal tubes. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 51 (2008), Nr. 15–16, S. 4047–4054
- [133] XU, X. ; CAREY, V. P.: Film evaporation from a micro-grooved surface – An approximate heat transfer model and its comparison with experimental data. In: *Journal of Thermophysics and Heat Transfer* 4 (1990), Nr. 4, S. 512–520
- [134] YANG, X. F. ; LIU, Z.-H. ; ZHAO, J.: Heat transfer performance of a horizontal micro-grooved heat pipe using CuO nanofluid. In: *Journal of Micromechanics and Microengineering* 18 (2008), Nr. 3, S. 035038

Abbildungsverzeichnis

1.1	Größenvergleich der Wärmemenge für die Erwärmung von Wasser um 10 K (links) und für dessen Verdampfung (rechts)	2
2.1	Nukiyama-Kurve nach [82, 101, 116]	7
2.2	Längenskalen bei der Untersuchung von Kapillarstrukturen	9
2.3	Leistungsgrenzen eines Wärmerohres nach Dunn und Reay [92]	9
2.4	Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten über der zugeführten Wärmestromdichte	10
2.5	Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten über der Sättigungstemperatur bei konstantem Wärmestrom	11
2.6	Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten bei unterschiedlichen Füllgraden	12
2.7	links: makroskopischer Flüssigkeitsmeniskus; rechts: Detailansicht des wandnahen Bereichs	13
2.8	Strömungsbild (links) und Druckverlauf (rechts) im Bereich des dünnen Flüssigkeitsfilms nach Stephan [107]	14
2.9	Verlauf der Phasengrenze bei Variation der Verdampfungsrate ψ (links) und der zugeführten Wärmestromdichte \dot{q} (rechts) nach Dhavaleswarapu et al. [24], Originalbilder siehe Anhang A.2	17
2.10	Dicke des adsorbierten Films von Ethanol nach Kobayashi et al. [54]	18
2.11	REM-Aufnahme einer Pulverstruktur [83] und einer Netzstruktur [63]	21
2.12	Wärmeübergangskoeffizient in Abhängigkeit von der Schichtdicke t nach Li et al. [63] . .	22
2.13	Wärmeübergangskoeffizient in Abhängigkeit von der Porengröße \varnothing_p (links) und der ϕ Porosität (rechts) nach Li et al. [62]	23
2.14	links: Lage der Phasengrenze; rechts: Vergleich der untersuchten Strukturtypen nach Wong et al. [130]	24
2.15	links: Prinzipskizze eines Wärmerohres; rechts: Druckverlauf im Wärmerohr [92]	26
2.16	Kehrwert des Wärmewiderstandes von Kanalstrukturen mit und ohne poröse Beschichtung nach Wong und Chen [129]	28
2.17	Wärmeübergangskoeffizienten unterschiedlich konzentrierter Nanofluide bei deren Verdampfung aus Rechteckkanälen nach Yang et al. [134]	29

2.18 REM-Aufnahme der Kanaloberfläche nach 100 Betriebsstunden bei der Verwendung von Wasser (links) und Nanofluid (rechts) nach Wang et al. [122]	30
2.19 links: Wärmeübergangskoeffizienten der unbeschichteten Oberfläche für reines R141b und Nanofluide unterschiedlicher Partikelkonzentration; rechts: Wärmeübergangskoeffizienten der unbeschichteten Oberfläche mit Nanofluid unterschiedlicher Konzentration ▲ und durch Sedimentation beschichteter Oberfläche mit reinem R141b Δ nach Diao et al. [25]	31
2.20 a) ATAG-Struktur [93], b) Lewis-Rille [40], c) SABCA-Struktur [28]	32
2.21 Wärmewiderstand des Kondensators und Verdampfers nach Mantelli et al. [71]	35
3.1 Fließbild des Versuchsaufbaus	37
3.2 Foto des Versuchsaufbaus	39
3.3 Druckanstieg innerhalb der Messkammer	40
3.4 links: Messzelle; rechts: Detailansicht Flüssigkeitswehr und Verdampfer	41
3.5 Grundkörper der untersuchten Verdampfer	42
3.6 Prinzip der Oberflächenstrukturierung	44
3.7 Ablaufplan der thermischen Oberflächenbehandlung	45
3.8 Fließbild der Versuchsanlage inklusive der eingesetzten Messtechnik	48
3.9 geregelte Zustands- und Prozessgrößen einer Messreihe mit Methanol	51
3.10 Wärmestromverluste	53
3.11 Rechengebiet zur iterativen Bestimmung von \dot{Q}_{Wehr}	55
3.12 Ergebnis der Iteration, links: Temperatur innerhalb der Messebene; rechts: Verlauf von F bei konstantem \dot{Q}_{Wehr}	56
3.13 Programmablaufplan der iterativen Bestimmung von \dot{Q}_{Wehr}	57
3.14 Verlauf der Verlustwärmeströme über dem zugeführten Wärmestrom	58
3.15 Temperaturgradient oberhalb der Verdampferoberfläche	60
4.1 Volumenelement des hydrodynamischen Modells	65
4.2 Verlauf der <i>Pouiseuille</i> -Zahl des <i>Re-Entrant</i> Kanals über der Krümmung	70
4.3 Verlauf der mittleren Strömungsgeschwindigkeit \bar{u} und der Krümmung K entlang eines <i>Re-Entrant</i> Kanals ($T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$, $Po = 14,15$, $\gamma = 0^\circ$)	72
4.4 Einfluss der <i>Po</i> -Zahl, der Sättigungstemperatur und des Neigungswinkels auf die Krümmung und den Kapillardruck (Methanol, $\dot{q}_{\text{zu}} = 10 \text{ kW m}^{-2}$)	73
4.5 Temperaturfeld der Wand und des Kältemittels im <i>Re-Entrant</i> Kanal	74
4.6 Volumenelement des Mikrozonenmodells	76
4.7 Verlauf der lokalen Sättigungstemperatur innerhalb der Mikrozone ($T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$, $\Delta T_{\text{W,Mik}} = 1 \text{ K}$, $K = 10 \text{ m}^{-1}$)	83
4.8 Verlauf der Wärmestromdichte \dot{q}_{Mik} und der Filmdicke δ innerhalb der Mikrozone ($T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$, $\Delta T_{\text{W,Mik}} = 1 \text{ K}$, $K = 10 \text{ m}^{-1}$)	84

4.9	Verlauf des Kontaktwinkels θ_{Mik} und der Filmdicke δ innerhalb der Mikrozone ($T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$, $\Delta T_{\text{W,Mik}} = 1\text{ K}$, $K = 10\text{ m}^{-1}$)	85
4.10	Länge der Mikrozone ξ_{Mik} , integral übertragener Wärmestrom \dot{Q}_{Mik} und Kontaktwinkel θ_{Mik} als Funktion der Wandüberhitzung $\Delta T_{\text{W,Mik}}$	86
4.11	Rechengebiet und Temperaturfeld des Makromodells	87
4.12	Topografie der Kanaloberfläche	88
4.13	Lage der Phasengrenze im numerischen Modell	89
4.14	Randbedingung des Makromodells	90
4.15	Lösungsalgorithmus des Makromodells	91
4.16	Erweiterung des Temperaturverlaufes der Phasengrenze T_{ph} (\rightarrow Abb. 4.7) um die Ergebnisse des Makromodells ($T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$, $T_{\text{zu}} = 21,17\text{ K}$, $K = 10\text{ m}^{-1}$)	92
4.17	Erweiterung der Verläufe der Wärmestromdichte \dot{q}_{Mik} und der Filmdicke δ (\rightarrow Abb. 4.8) um die Ergebnisse des Makromodells ($T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$, $T_{\text{zu}} = 21,17\text{ K}$, $K = 10\text{ m}^{-1}$)	93
4.18	Einfluss der Krümmung K (links) und des Parameters R_{Ecke} (rechts) auf den Wärmestrom der Mikrozone \dot{Q}_{Mik} und des makroskopischen Flüssigkeitsbereichs \dot{Q}_{Mak} (Methanol, $T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$, $\Delta T_{\text{zu}} = 1\text{ K}$)	94
4.19	Verlauf der Filmdicke im wandnahen Bereich (Methanol, $T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$, $\Delta T_{\text{zu}} = 1\text{ K}$)	94
4.20	Verlauf des Wärmedurchgangskoeffizienten $k_{\text{num},2\text{D}}$ entlang des <i>Re-Entrant</i> Kanals (Methanol, $T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$, $R_{\text{Ecke}} = 10\text{ }\mu\text{m}$, $K \rightarrow$ Abb. 4.3)	95
4.21	Prinzip der Kopplung zweidimensionaler Rechengebiete zur Abbildung der im Experiment untersuchten Verdampfer (Darstellung nicht maßstabsgetreu)	98
5.1	Reproduzierbarkeit des Wärmedurchgangskoeffizienten (V3, Methanol, $T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$)	100
5.2	links: Wärmedurchgangskoeffizient bei zunehmender $\bullet\uparrow$ und abnehmender $\circ\downarrow$ Wärmestromdichte; rechts: Temperaturen $T_{\text{Pt100,d}}$ und T_{sat} im Dampfraum (V4, Methanol)	102
5.3	Unsicherheit des Wärmedurchgangskoeffizienten (V4, Methanol, $T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$)	103
5.4	statistische Unsicherheit des Wärmedurchgangskoeffizienten (links) und der Wandüberhitzung (rechts) (V4, Methanol, $T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$)	103
5.5	links: Wärmedurchgangskoeffizient k_{num} und k ; rechts: angepasster Kondensationskoeffizienten in Abhängigkeit der Versuchsdauer und der Wandüberhitzung (V4, Methanol, $T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$)	104
5.6	Wärmedurchgangskoeffizient in Abhängigkeit der effektiven Wärmestromdichte (Methanol, $T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$)	106
5.7	links: prozentuale Verteilung des übertragenen Wärmestroms; rechts: Verlauf der Filmdicke in Abhängigkeit der effektiven Wärmestromdichte (V4, Methanol, $T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$)	107
5.8	Wärmedurchgangskoeffizient in Abhängigkeit der Sättigungstemperatur (V4, Methanol)	108
5.9	mittlerer Wärmedurchgangskoeffizient (links) und maximale Wärmestromdichte (rechts) über der Sättigungstemperatur (Methanol)	109

5.10 links: prozentuale Verteilung des übertragenen Wärmestroms in Abhängigkeit von T_{sat} ; rechts: Verlauf der Filmdicke innerhalb der Mikrozone in Abhängigkeit von T_{sat} (V4, Me- thanol, f angepasst)	110
5.11 Wärmedurchgangskoeffizient in Abhängigkeit des Kältemittels (V4)	112
5.12 links: Verhältnis der Wärmedurchgangskoeffizienten in Abhängigkeit von der Sättigungs- temperatur; rechts: prozentuale Verteilung des übertragenen Wärmestroms für Methanol und Aceton (V4, $T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$, f angepasst)	113
5.13 maximale Wandüberhitzung bei Erreichen der Siedegrenze (Methanol)	114
5.14 Variation der Oberflächenparameter $l_{3\text{-Kl}}$ und A_{Ph}	116
5.15 Wärmedurchgangskoeffizienten bezogen auf die Länge der 3-Phasen Kontaktlinie (links Methanol, rechts Aceton, $T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$)	117
5.16 Mittelwertabweichung $\Delta k_{l_{3\text{-Kl}}}^*$ (links Methanol, rechts Aceton, $T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$)	118
5.17 Wärmedurchgangskoeffizienten bezogen auf den Wert der Phasengrenzfläche ($\bar{k}_{A_{\text{Ph}}}^*$ ohne Werte von V3; links Methanol, rechts Aceton, $T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$)	118
5.18 Mittelwertabweichung $\Delta k_{A_{\text{Ph}}}^*$ (links Methanol, rechts Aceton, $T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$)	119
5.19 Änderung des mittleren Wärmedurchgangskoeffizienten bei Variation von $l_{3\text{-Kl}}$ und A_{Ph} (● Methanol, ○ Aceton, $T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$)	120
5.20 links: Wärmestromdichte an der Phasengrenze; rechts: integral übertragener Wärmestrom (Methanol, $T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$, $\Delta T_{\text{W}} = 1\text{ K}$, $f = 0,015$)	121
5.21 Wärmedurchgangskoeffizienten des Experiments und der Korrelation	124
5.22 Wärmedurchgangskoeffizient in Abhängigkeit von p_{NCG} bei konstanter Kühlmitteltempe- ratur im Kondensator (V4, Methanol, $T_{\text{Kond}} = 20^\circ\text{C}$, $p_{\text{Mk}} = 133 - 151\text{ mbar}$)	125
5.23 links: Wärmedurchgangskoeffizient über p_{NCG} bei konstanter Kühlmitteltemperatur im Kondensator; rechts: Anstieg der Verdampfer- und Sättigungstemperatur (V4, Methanol, $T_{\text{Kon}} = 20^\circ\text{C}$)	126
5.24 Wärmedurchgangskoeffizienten in Abhängigkeit von p_{NCG} bei konstanter Sättigungstem- peratur (V4, Methanol, $T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C} \leftrightarrow p_{\text{sat}} = 130\text{ mbar}$)	127
5.25 links: Wärmedurchgangskoeffizient über p_{NCG} bei konstanter Sättigungstemperatur; rechts: erforderliche Abnahme der Kühlmitteltemperatur (V4, Methanol, $T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$) . . .	128
A.1 Originalbilder der Flüssigkeitsmenisken aus Dhavaleswarapu et al. [24]	162
A.2 Technische Zeichnung des Grundkörpers	163
A.3 Dampfdruckkurve von Methanol und Aceton nach Gleichung (A.3) und (A.4) [116]	166
A.4 oben: Änderung ausgewählter Stoffwerte bei Zunahme der Sättigungstemperatur [61]; unten: Wärmewiderstand an der Phasengrenze [\rightarrow Gl. (4.38)]	166
A.5 IR-Sequenz Verdampfer Nr. 2, Methanol, $T_{\text{sat}} = 30^\circ\text{C}$	167
A.6 Vergleich gemessener Temperaturen für Methanol (links) und Aceton (rechts)	167
A.7 x -, y - und z -Komponente der Wärmestromdichte im Verdampfer	168
A.8 Summe der Fehlerquadrate in Abhängigkeit von \dot{Q}_{Wehr} und α_{Vo}	169

A.9	Temperaturverlauf in Pt100-Ebene als Funktion von α_{v0} in $\text{W m}^{-2}\text{K}^{-1}$ und \dot{Q}_{Wehr} in W . . .	169
A.10	Temperatur in Grad Celsius (links) und Druck in Pascal (rechts) innerhalb der Messzelle .	170
A.11	Randbedingungen der Verdampferoberfläche für die Berechnung des Temperatur- und Druckfelds	170
A.12	Randbedingungen und Geschwindigkeitsfeld des <i>Re-Entrant</i> Kanals	172
A.13	Aufnahmen der S/W-Kamera (V2, Methanol, $T_{\text{sat}} = 30^\circ\text{C}$)	172
A.14	Länge der Mikrozone ξ_{Mik} , integral übertragener Wärmestrom \dot{Q}_{Mik} und Kontaktwinkel θ_{Mik} als Funktion der Wandüberhitzung	175
A.15	Geschwindigkeits- und Temperaturfeld des <i>Re-Entrant</i> Kanals unter Berücksichtigung freier Konvektion ($T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$, $T_{\text{zu}} = 21^\circ\text{C}$, $R_{\text{Ecke}} = 50\ \mu\text{m}$, $K = 10\ \text{m}^{-1}$)	176
A.16	Änderung des Wärmedurchgangskoeffizienten $k_{\text{num},2\text{D}}$ [\rightarrow Gl. (4.47)] unter Berücksichtigung freier Konvektion ($R_{\text{Ecke}} = 50\ \mu\text{m}$, $K = 10\ \text{m}^{-1}$)	176
A.17	Interaktion benachbarter Rechengebiete RG 1&2 (Methanol, $T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$, $K = 10\ \text{m}^{-1}$, $R_{\text{Ecke}} = 20\ \mu\text{m}$)	177
A.18	Gitterabhängigkeit der Lösung des Makromodells	177
A.19	Wärmedurchgangskoeffizienten der Verdampfer Nr. 1, Nr. 2 und Nr. 3	179
A.20	Wärmedurchgangskoeffizienten der Verdampfer Nr. 4 und Nr. 5	180
A.21	Vergleich der Wärmestromdichte des Experiments und der Numerik	180
A.22	links: Temperaturfeld des <i>Re-Entrant</i> Kanals für $\Delta T_{\text{W}} = 20\ \text{K}$; rechts: Berechnung der minimal notwendigen Wandüberhitzung für das Einsetzen von Blasensieden	181
A.23	Änderung des mittleren Wärmedurchgangskoeffizienten bei Variation von $l_{3\text{-Kl}}$ und A_{Ph} (● Methanol, ○ Aceton, ○ V1, □ V2, △ V3, ◇ V4)	181
A.24	Verlauf des Wärmedurchgangskoeffizienten bei Variation von $l_{3\text{-Kl}}$ und A_{Ph} über \dot{q}_{Hf}	182
A.25	links: Wärmestromdichte an der Phasengrenze; rechts: integrierter Wärmestrom (Aceton, $T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$, $\Delta T_{\text{W}} = 1\ \text{K}$, $f = 0,0007$)	182
A.26	Wärmestromdichte an der Phasengrenze bei Variation von ΔT_{W} , T_{sat} und f	183
A.27	Berechnung des Partialdrucks nichtkondensierbarer Gase p_{NCG} (Methanol)	184

Folgende Abbildungen dürfen mit freundlicher Genehmigung von Elsevier abgedruckt werden: 2.2, 2.8, 2.11, 2.16 , 2.18, 2.19, 2.21.



Tabellenverzeichnis

3.1	Oberflächentopografie der Verdampfer Nr. 1 bis Nr. 5	43
3.2	Sollwert-Tabelle einer Messreihe	49
A.1	Verhältnis der Wandüberhitzung	161
A.2	Überblick der verwendeten Materialien	162
A.3	Überblick der verbauten Flanschsysteme	163
A.4	Thermophysikalische Stoffdaten von Methanol bei Sättigung [116]	164
A.5	Thermophysikalische Stoffdaten von Aceton bei Sättigung [116]	165
A.6	Gitterabhängigkeit der Lösung der Iteration (\square gewählte Diskretisierung)	170
A.7	Stoffdaten und Randbedingungen für die Berechnung des Temperatur- und Druckfelds . .	171
A.8	Gitterabhängigkeit des Geschwindigkeitsfeldes des <i>Re-Entrant</i> Kanals (\square gewählte Diskretisierung)	171
A.9	Ergebnisse der Parameterstudie des Mikrozonenmodells: prozentuale Veränderung der integrierten Wärmestromdichte \dot{Q}_{Mik} und des Wärmewiderstandes an der Phasengrenze R_{Ph} ($T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$, $\Delta T_{\text{W}} = 1\text{ K}$, $K = 10\text{ m}^{-1}$)	173
A.10	Koeffizienten der Wurzelreihen und Unsicherheit der Approximation	174
A.11	Abbruchkriterium des Makromodells (\square gewählte Temperaturdifferenz ψT_{Abbruch})	176
A.12	Ergebnisse der Parameterstudie des Makromodells; prozentuale Veränderung der integrierten Wärmestromdichte über die Phasengrenze \dot{Q}_{Ph} und des Wärmedurchgangskoeffizienten k_{num} ($T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$, $T_{\text{zu}} = 21\text{ K}$, $K = 10\text{ m}^{-1}$, $R_{\text{Ecke}} = 20\text{ m}^{-1}$)	178



A.1 Wandüberhitzung für das Einsetzen von Blasensieden

Verhältnis der benötigten minimalen Wandüberhitzung nach Williams et al. [127]:

$$\Delta T_W = T_W - T_d = \frac{T_d \sigma}{\Delta h_v \rho_d} \left(\frac{1}{r_n} - \frac{1}{r_c} \right) \quad (\text{A.1})$$

$$\Rightarrow \frac{\Delta T_W (T_{\text{sat}} = 40^\circ\text{C})}{\Delta T_W (T_{\text{sat}} = 100^\circ\text{C})} = \frac{T_{\text{sat}} \sigma (T_{\text{sat}, 40^\circ\text{C}})}{T_{\text{sat}} \sigma (T_{\text{sat}, 100^\circ\text{C}})} \frac{\Delta h_v (T_{\text{sat}, 100^\circ\text{C}}) \rho_d (T_{\text{sat}, 100^\circ\text{C}})}{\Delta h_v (T_{\text{sat}, 40^\circ\text{C}}) \rho_d (T_{\text{sat}, 40^\circ\text{C}})} \quad (\text{A.2})$$

Tabelle A.1: Verhältnis der Wandüberhitzung

Wasser [116]		$T_{\text{sat}} = 40^\circ\text{C}$	$T_{\text{sat}} = 100^\circ\text{C}$
Sättigungsdruck	p_{sat}	73,9 mbar	1013,7 mbar
Dichte des Dampfes	ρ_d	50,6 g m ⁻³	665,4 g m ⁻³
Oberflächenspannung	σ	69,88 mN m	58,22 mN m
Verdampfungsenthalpie	Δh_v	2,40 kJ g ⁻¹	2,26 kJ g ⁻¹
nach Gl. (A.1)		$\frac{\Delta T_W (T_{\text{sat}} = 40^\circ\text{C})}{\Delta T_W (T_{\text{sat}} = 100^\circ\text{C})} = 12,4$	

A.2 Form des Flüssigkeitsmeniskus

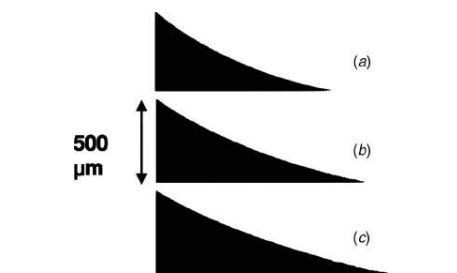


Fig. 4 Two-dimensional meniscus images at a heat flux of 990 W/m² and different evaporation rates: „a... 8.35 Å 10-7 kg/s, „b...8.8Å 10-7 kg/s, and „c...9.35Å 10-7 kg/s

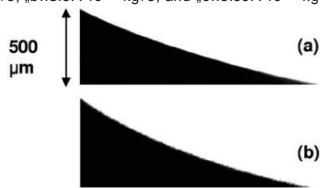


Fig. 6 Two-dimensional meniscus images at an evaporation rate of 9.35Å 10-7 kg/s and a heat flux of 820 W/m² in different channel widths: „a...500 m and „b...600 m

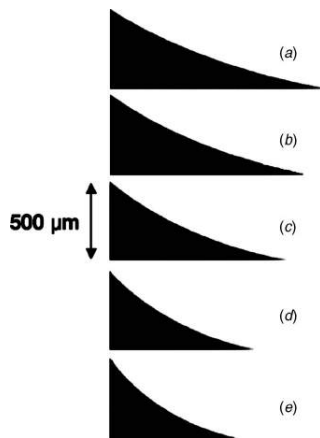


Fig. 5 Two-dimensional meniscus images at an evaporation rate of 8.35Å 10-7 kg/s and different heat fluxes: „a 810 W/m², „b...950 W/m², „c...990 W/m², „d...1030 W/m², and „e...1190 W/m²

Abbildung A.1: Originalbilder der Flüssigkeitsmenisken aus Dhavaleswarapu et a. [24]

A.3 Eingesetzte Flanschsysteme und Materialien

Tabelle A.2: Überblick der verwendeten Materialien

Material	Bauteil
Borosilikat	Blindflansche
Calciumfluorid	Infrarot transparentes Schauglas
Edelstahl	Normteile, Flüssigkeitswehr, Kondensator, Pumpe Mantel der Pt100, Membran des Drucksensors
Kupfer	Verdampfer, CF-Dichtung
EPDM	O-Ringe
Kapton®	Heizfolie
PTFE	Isolierung, Schläuche innerhalb der Messzelle

Tabelle A.3: Überblick der verbauten Flanschsysteme

Flanschsystem	Kleinflansch (ISO-KF)	Klammerflansch (ISO-K)	ConFlat®-kompatibel (CF)
Nennweite	DN 10 – DN 50	DN 63 – DN 630	DN 10 – DN 250
Standard-Dichtung	Elastomer-O-Ring	Elastomer-O-Ring	Cu-Flachdichtung
Leckrate [115]	$< 1,0 \cdot 10^{-9} \text{ mbar l s}^{-1}$	$< 1,0 \cdot 10^{-9} \text{ mbar l s}^{-1}$	$< 1,0 \cdot 10^{-11} \text{ mbar l s}^{-1}$

A.4 Technische Zeichnung des Grundkörpers

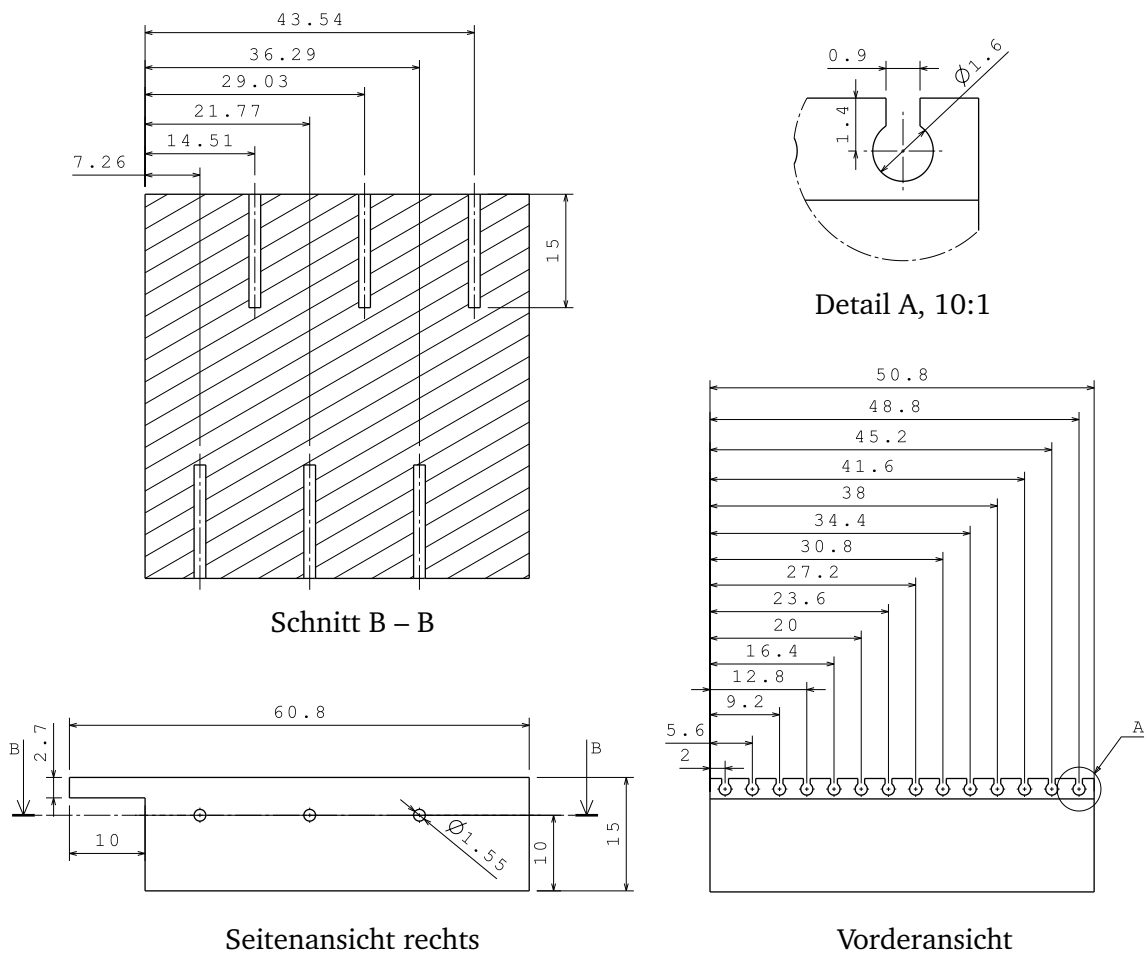


Abbildung A.2: Technische Zeichnung des Grundkörpers

A.5 Thermophysikalische Stoffwerte bei Sättigung

A.5.1 Methanol

Tabelle A.4: Thermophysikalische Stoffdaten von Methanol bei Sättigung [116]

p_{sat} mbar	T_{sat} °C	ρ_f kg m ⁻³	ρ_d kg m ⁻³	Δh_v J g ⁻¹	η_f mPa s	η_d μPa s	λ_f mW (m K) ⁻¹	λ_d mW (m K) ⁻¹	$c_{p,f}$ J (g K) ⁻¹	$c_{p,d}$ J (g K) ⁻¹	σ mN m ⁻¹	Pr_f –	Pr_d –
40,56	0	811,02	0,059	1205,90	0,799	8,723	206,94	13,54	2,40	1,33	24,2	8,84	2,69
55,26	5	806,30	0,078	1199,35	0,736	8,901	205,54	13,93	2,43	1,34	23,82	8,50	2,69
74,39	10	801,56	0,103	1192,59	0,680	9,079	204,13	14,32	2,45	1,35	23,44	8,17	2,69
99,01	15	796,80	0,134	1185,63	0,630	9,257	202,73	14,72	2,48	1,36	23,04	7,85	2,69
130,35	20	792,03	0,173	1178,43	0,585	9,434	201,33	15,13	2,51	1,37	22,65	7,53	2,69
169,86	25	787,25	0,222	1170,98	0,544	9,611	199,92	15,54	2,54	1,38	22,25	7,21	2,69
219,21	30	782,44	0,283	1163,28	0,507	9,788	198,52	15,96	2,57	1,39	21,85	6,90	2,69
280,31	35	777,60	0,357	1155,31	0,473	9,964	197,12	16,39	2,60	1,40	21,44	6,60	2,69
355,30	40	772,74	0,447	1147,05	0,442	10,140	195,71	16,82	2,64	1,41	21,03	6,31	2,69
446,64	45	767,85	0,555	1138,49	0,414	10,316	194,31	17,26	2,67	1,42	20,61	6,02	2,69
557,03	50	762,92	0,686	1129,62	0,388	10,491	192,90	17,71	2,71	1,43	20,19	5,73	2,69
689,51	55	757,96	0,842	1120,42	0,364	10,666	191,49	18,16	2,75	1,44	19,76	5,46	2,69
847,42	60	752,94	1,027	1110,87	0,342	10,841	190,08	18,62	2,79	1,45	19,33	5,19	2,69

$$\ln \frac{p_{\text{sat}}}{p_k} = \frac{T_k}{T_{\text{sat}}} \left[-8,729\,63 \left(1 - \frac{T_{\text{sat}}}{T_k} \right) + 1,458\,60 \left(1 - \frac{T_{\text{sat}}}{T_k} \right)^{1,5} - 2,784\,49 \left(1 - \frac{T_{\text{sat}}}{T_k} \right)^{2,5} - 0,706\,69 \left(1 - \frac{T_{\text{sat}}}{T_k} \right)^5 \right] \quad (\text{A.3})$$

mit der Temperatur T_k und dem Druck p_k am kritischen Punkt: $T_k = 513,38 \text{ K}$; $p_k = 82,16 \text{ bar}$

A.5.2 Aceton

Tabelle A.5: Thermophysikalische Stoffdaten von Aceton bei Sättigung [116]

p_{sat} mbar	T_{sat} °C	ρ_{f} kg m ⁻³	ρ_{d} kg m ⁻³	Δh_{v} J g ⁻¹	η_{f} mPa s	η_{d} μPa s	λ_{f} mW (m K) ⁻¹	λ_{d} mW (m K) ⁻¹	$c_{p,\text{f}}$ J (g K) ⁻¹	$c_{p,\text{d}}$ J (g K) ⁻¹	σ mN m ⁻¹	Pr_{f} –	Pr_{d} –
93,00	0	813,30	0,257	558,88	0,395	6,830	171,15	9,53	2,09	1,22	26,14	4,54	1,25
120,54	5	807,83	0,324	554,08	0,374	6,962	169,01	9,88	2,10	1,23	25,51	4,47	1,24
154,55	10	802,32	0,404	549,23	0,354	7,094	166,87	10,23	2,11	1,24	24,89	4,39	1,24
196,16	15	796,76	0,500	544,34	0,336	7,225	164,73	10,58	2,12	1,26	24,27	4,32	1,23
246,60	20	791,16	0,615	539,39	0,320	7,357	162,60	10,95	2,13	1,27	23,65	4,24	1,22
307,23	25	785,52	0,751	534,39	0,305	7,489	160,46	11,31	2,14	1,29	23,03	4,17	1,21
379,53	30	779,84	0,911	529,33	0,291	7,620	158,33	11,68	2,16	1,30	22,42	4,09	1,21
465,10	35	774,10	1,098	524,20	0,278	7,752	156,19	12,06	2,17	1,31	21,80	4,02	1,20
565,65	40	768,31	1,316	518,99	0,266	7,883	154,05	12,44	2,18	1,33	21,19	3,94	1,19
683,02	45	762,47	1,568	513,71	0,255	8,015	151,92	12,83	2,20	1,34	20,58	3,86	1,18
819,18	50	756,57	1,858	508,34	0,244	8,146	149,79	13,22	2,21	1,36	19,97	3,78	1,17
976,18	55	750,61	2,190	502,89	0,235	8,278	147,65	13,62	2,22	1,37	19,37	3,71	1,16
1156,22	60	744,59	2,569	497,34	0,226	8,409	145,52	14,02	2,24	1,39	18,76	3,63	1,15

$$\ln \frac{p_{\text{sat}}}{p_{\text{k}}} = \frac{T_{\text{k}}}{T_{\text{sat}}} \left[-7,67033 \left(1 - \frac{T_{\text{sat}}}{T_{\text{k}}} \right) + 1,96469 \left(1 - \frac{T_{\text{sat}}}{T_{\text{k}}} \right)^{1,5} - 2,4438 \left(1 - \frac{T_{\text{sat}}}{T_{\text{k}}} \right)^{2,5} - 2,90162 \left(1 - \frac{T_{\text{sat}}}{T_{\text{k}}} \right)^5 \right] \quad (\text{A.4})$$

mit der Temperatur T_{k} und dem Druck p_{k} am kritischen Punkt: $T_{\text{k}} = 508,1 \text{ K}$; $p_{\text{k}} = 46,92 \text{ bar}$

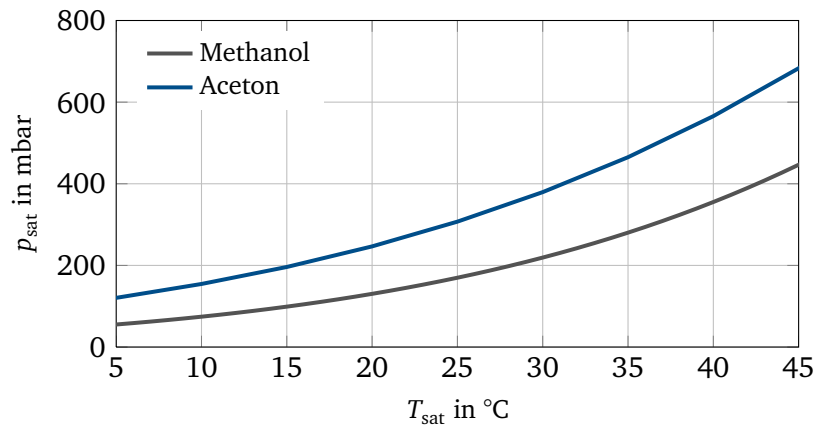


Abbildung A.3: Dampfdruckkurve von Methanol und Aceton nach Gleichung (A.3) und (A.4) [116]

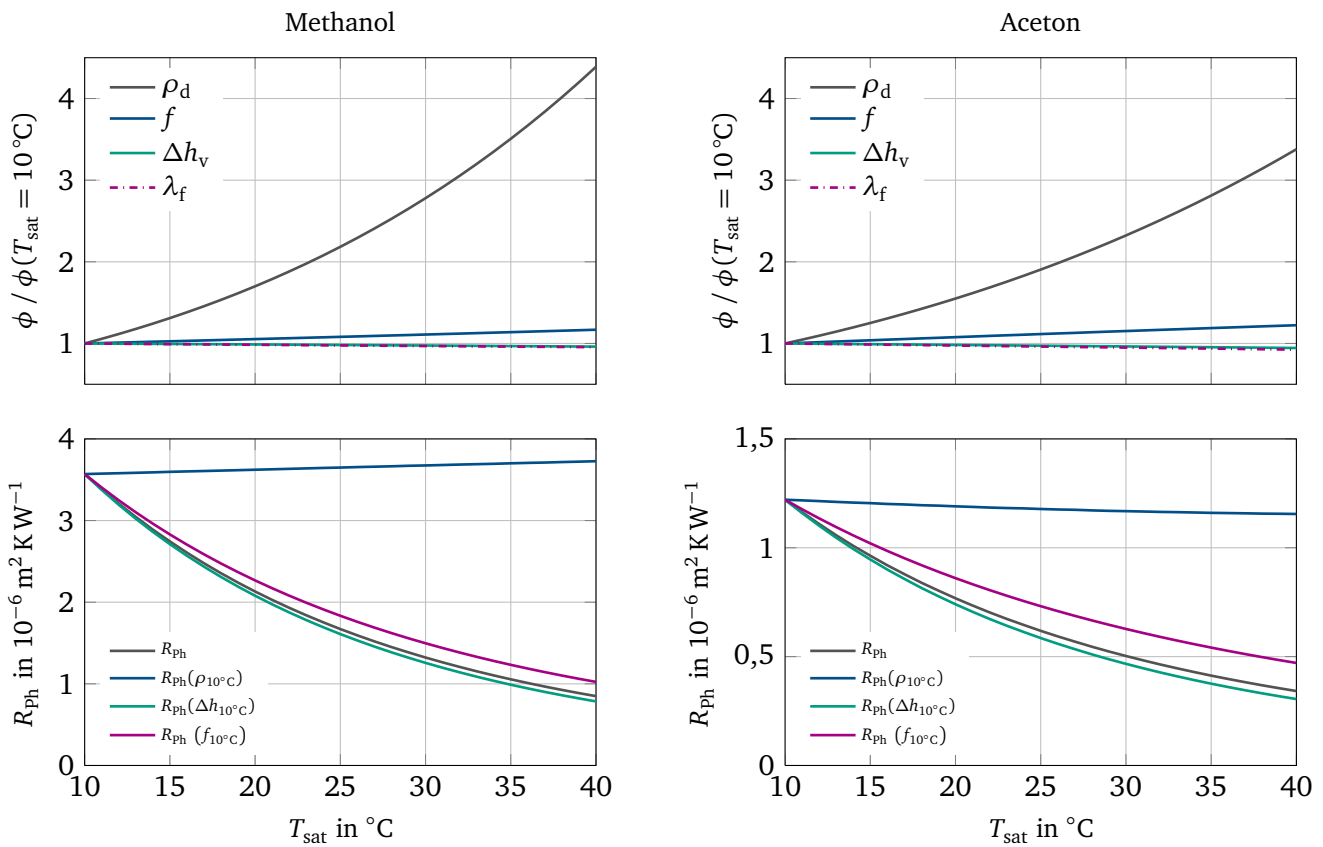
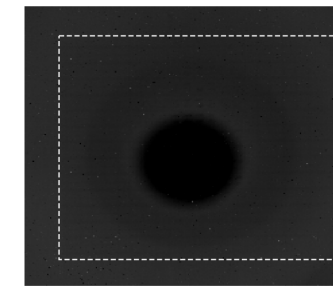
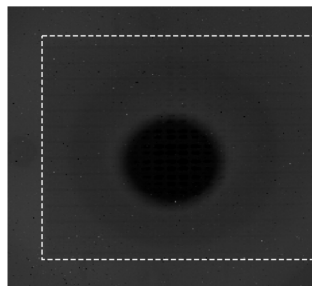


Abbildung A.4: oben: Änderung ausgewählter Stoffwerte bei Zunahme der Sättigungstemperatur [61];
unten: Wärmewiderstand an der Phasengrenze [→ Gl. (4.38)]

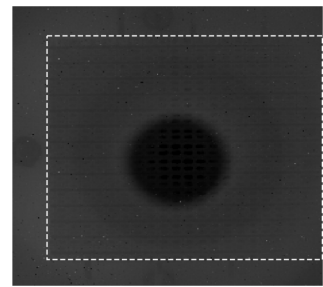
A.6 Daten der Infrarotkamera



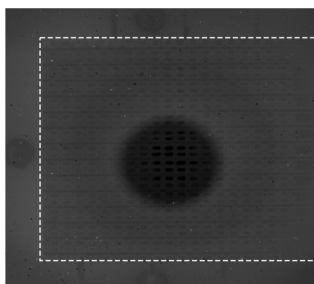
$$\bar{T}_V = 30,7^\circ\text{C}, \dot{q}_{\text{Hf}} = 1 \text{ kW m}^{-2}$$



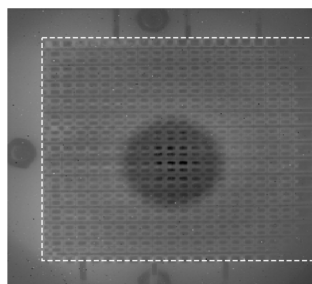
$$\bar{T}_V = 31,9^\circ\text{C}, \dot{q}_{\text{Hf}} = 2 \text{ kW m}^{-2}$$



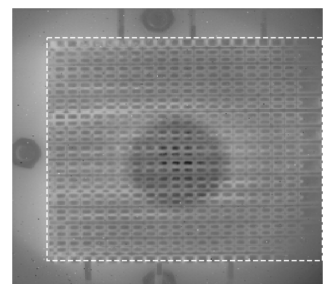
$$\bar{T}_V = 33,1^\circ\text{C}, \dot{q}_{\text{Hf}} = 3 \text{ kW m}^{-2}$$



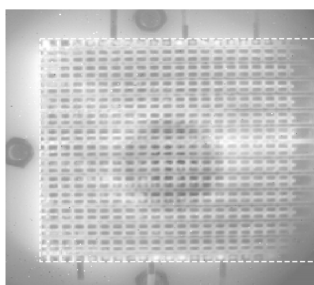
$$\bar{T}_V = 34,7^\circ\text{C}, \dot{q}_{\text{Hf}} = 4 \text{ kW m}^{-2}$$



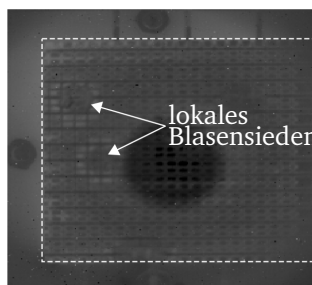
$$\bar{T}_V = 40,7^\circ\text{C}, \dot{q}_{\text{Hf}} = 7 \text{ kW m}^{-2}$$



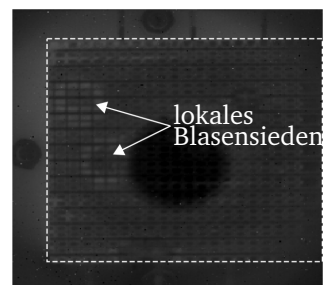
$$\bar{T}_V = 45,3^\circ\text{C}, \dot{q}_{\text{Hf}} = 10 \text{ kW m}^{-2}$$



$$\bar{T}_V = 50,8^\circ\text{C}, \dot{q}_{\text{Hf}} = 11 \text{ kW m}^{-2}$$



$$\bar{T}_V = 39,2^\circ\text{C}, \dot{q}_{\text{Hf}} = 12 \text{ kW m}^{-2}$$



$$\bar{T}_V = 36,7^\circ\text{C}, \dot{q}_{\text{Hf}} = 13 \text{ kW m}^{-2}$$

Abbildung A.5: IR-Sequenz Verdampfer Nr. 2, Methanol, $T_{\text{sat}} = 30^\circ\text{C}$

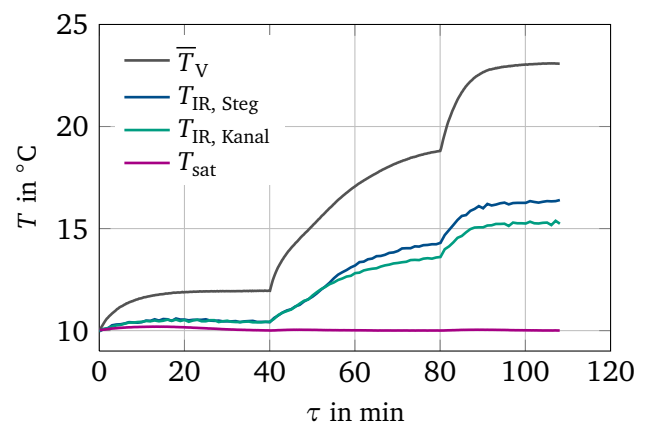
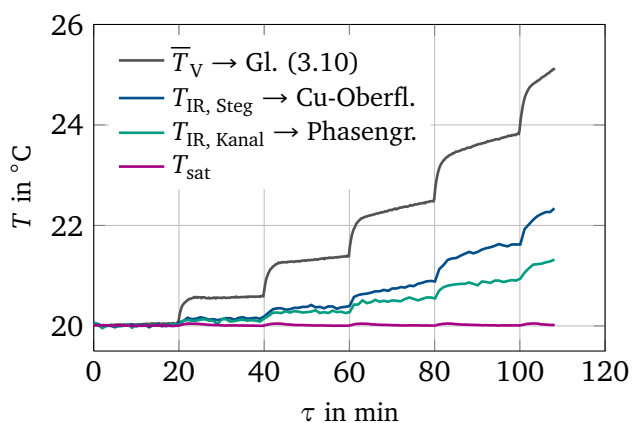
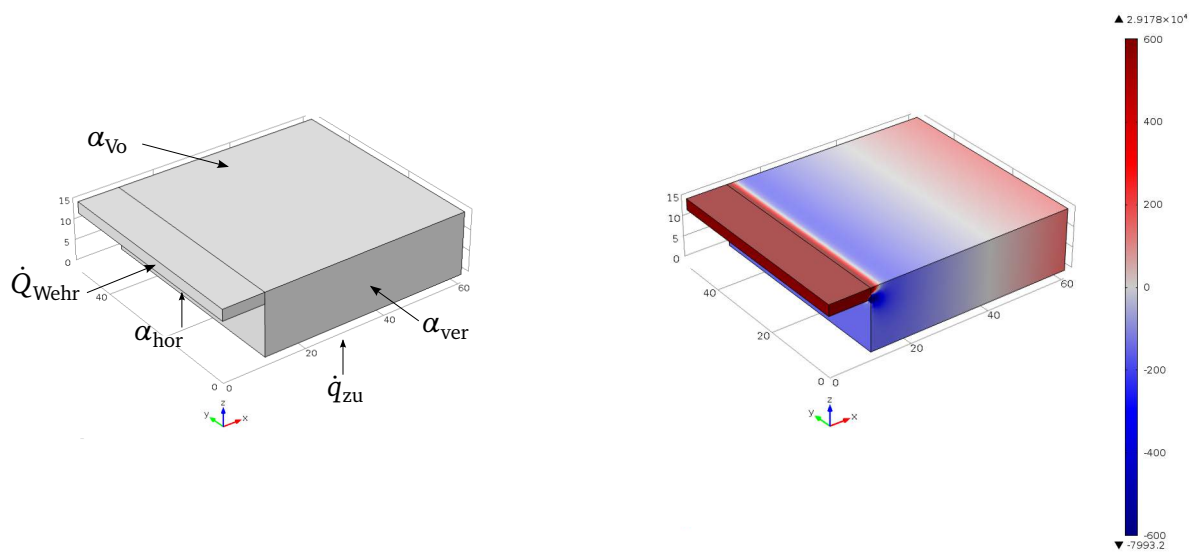


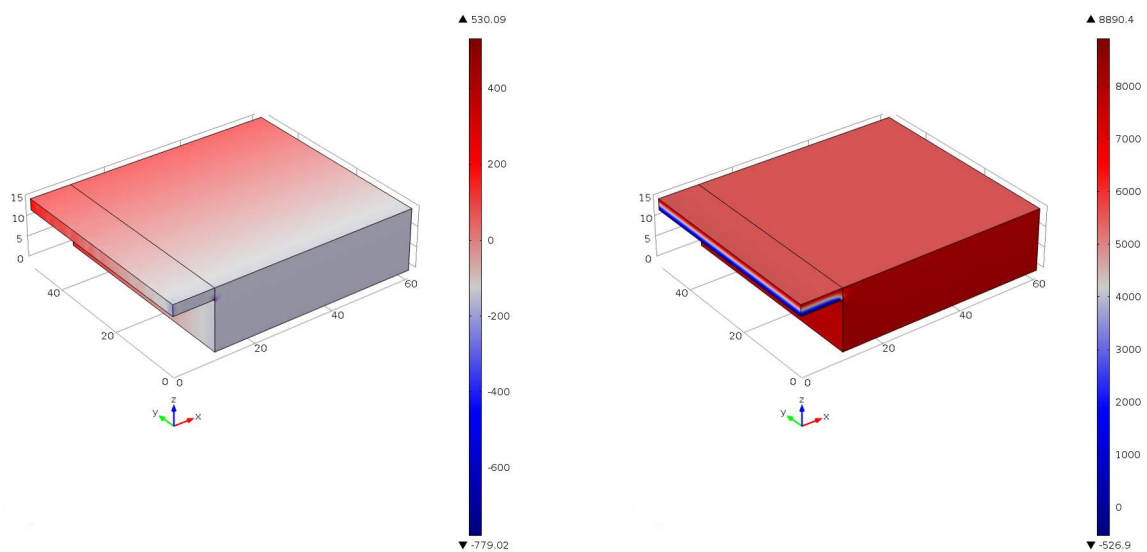
Abbildung A.6: Vergleich gemessener Temperaturen für Methanol (links) und Aceton (rechts)

A.7 Iteration zur Bestimmung des Verlustwärmestroms



Randbedingungen

$\dot{q}_{v,x}$ in W m^{-2}



$\dot{q}_{v,y}$ in W m^{-2}

$\dot{q}_{v,z}$ in W m^{-2}

\dot{q}_{zu} in W m^{-2}	\dot{Q}_{Wehr} in W	T_{sat} in K	α_{vo} in $\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$	α_{ver} in $\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$	α_{hor} in $\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$
8000	-4	293,15	800	15	10

Abbildung A.7: x-, y- und z-Komponente der Wärmestromdichte im Verdampfer

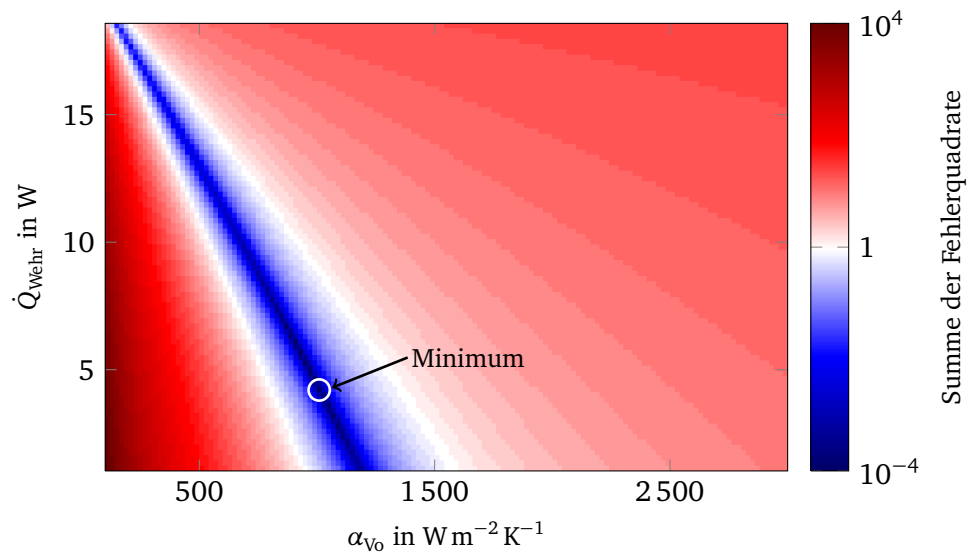


Abbildung A.8: Summe der Fehlerquadrate in Abhängigkeit von \dot{Q}_{Wehr} und α_{Vo}

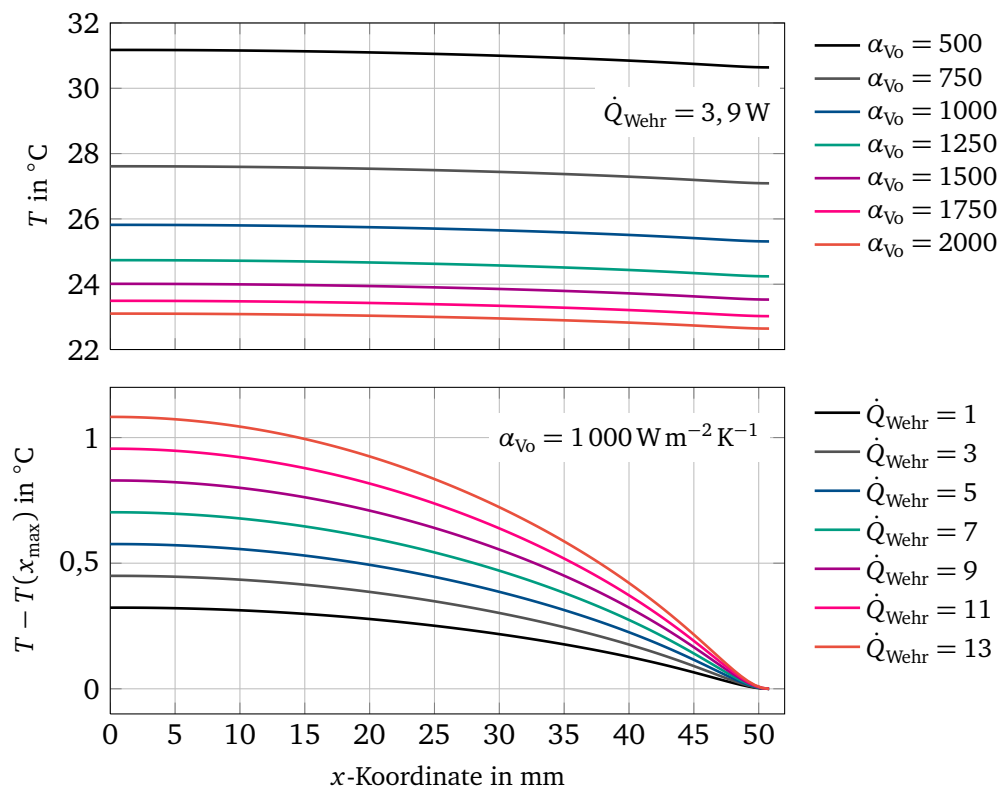


Abbildung A.9: Temperaturverlauf in Pt100-Ebene als Funktion von α_{Vo} in $\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$ und \dot{Q}_{Wehr} in W

Tabelle A.6: Gitterabhängigkeit der Lösung der Iteration (□ gewählte Diskretisierung)

Diskretisierung	Gitterelemente	Fehler der Energiebilanz	gemittelte Temperatur der Messebene
grob	605	0,327 %	304,112 76 K
↓	2360	0,174 %	304,112 79 K
	5250	0,122 %	304,112 80 K
mittel	9300	0,098 %	304,112 81 K
↓	37 200	0,058 %	304,112 81 K
	148 800	0,035 %	304,112 81 K
fein	595 200	0,022 %	304,112 82 K

A.8 Temperatur- und Druckfeld innerhalb der Messzelle

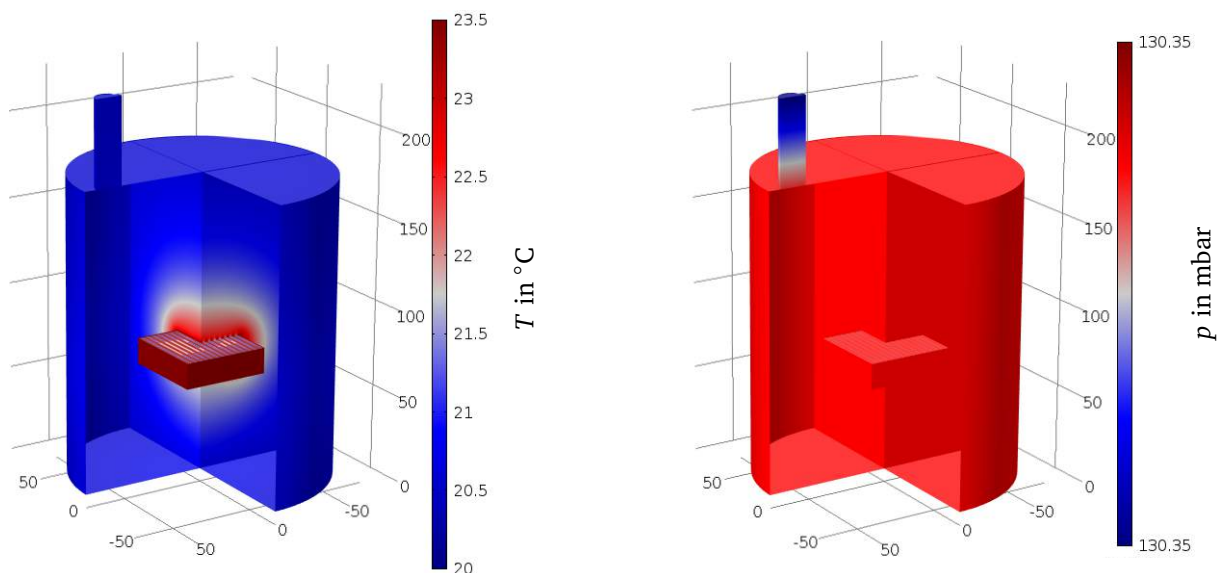


Abbildung A.10: Temperatur in Grad Celsius (links) und Druck in Pascal (rechts) innerhalb der Messzelle

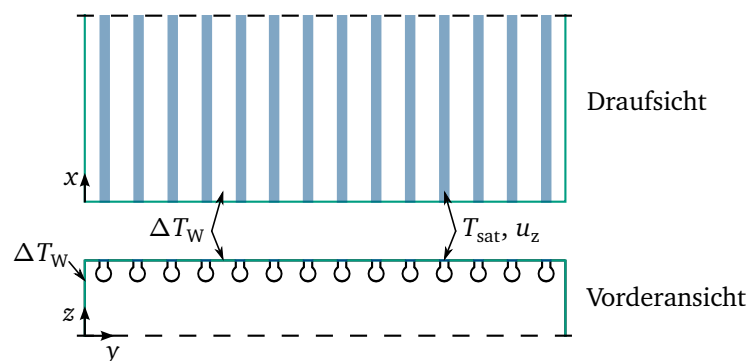


Abbildung A.11: Randbedingungen der Verdampferoberfläche für die Berechnung des Temperatur- und Druckfelds

Tabelle A.7: Stoffdaten und Randbedingungen für die Berechnung des Temperatur- und Druckfelds

Stoffdaten			
Fluid		Methanol	
T_{sat}	K		293,15
p_{sat}	mbar		130,35
$c_{p,d}$	J (kg K)^{-1}		1365,9
$c_{p,d}/c_{v,d}$	–		1
η_d	$\mu\text{Pa s}$		9,434
λ_d	mW (m K)^{-1}		15,1
ρ_d	g m^{-3}		173,3
Δh_v	J (g K)^{-1}		1178,4
\dot{q}_{Hf}	W m^{-2}		1466
$n_{\text{Re-E}}$	–		14
Randbedingungen			
<i>Re-Entrant</i> Kanäle	T_{sat}	K	293,15
	u_z	m s^{-1}	$\frac{\dot{q}_{\text{zu}}}{\Delta h_v \rho_d n_{\text{Re-E}}}$
Verdampferoberfläche	ΔT_{W}	K	3,66
Austritt Messzelle	Δp_{out}	Pa	0
Messzellenwand	freie Konvektion		

A.9 Geschwindigkeitsfeld des *Re-Entrant* Kanals

Tabelle A.8: Gitterabhängigkeit des Geschwindigkeitsfeldes des *Re-Entrant* Kanals (☒ gewählte Diskretisierung)

Diskretisierung	Gitterelemente	u_{max} in mm s^{-1}	\bar{u} in $\mu\text{m s}^{-1}$ nach Gl. (4.19)
grob	6832	1,0671	543,182
↓	27 328	1,0676	543,460
mittel	109 312	1,0677	543,542
↓	437 248	1,0677	543,565
fein	1 748 992	1,0678	543,571

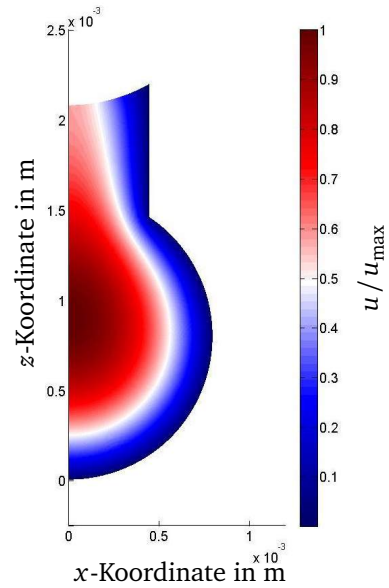
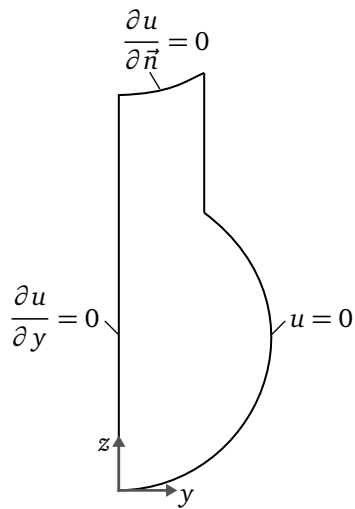
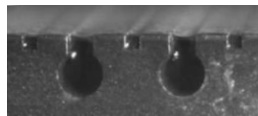
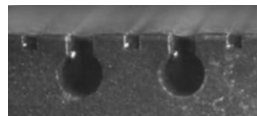


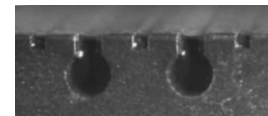
Abbildung A.12: Randbedingungen und Geschwindigkeitsfeld des *Re-Entrant* Kanals



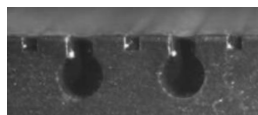
$$\dot{q}_{zu} = 1 \text{ kW m}^{-2}$$



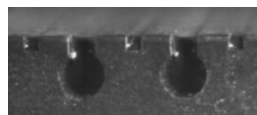
$$\dot{q}_{zu} = 2 \text{ kW m}^{-2}$$



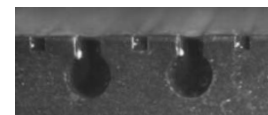
$$\dot{q}_{zu} = 3 \text{ kW m}^{-2}$$



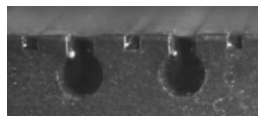
$$\dot{q}_{zu} = 4 \text{ kW m}^{-2}$$



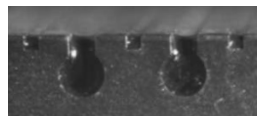
$$\dot{q}_{zu} = 5 \text{ kW m}^{-2}$$



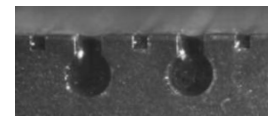
$$\dot{q}_{zu} = 6 \text{ kW m}^{-2}$$



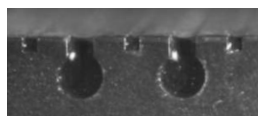
$$\dot{q}_{zu} = 7 \text{ kW m}^{-2}$$



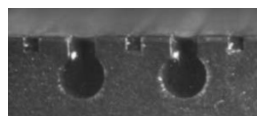
$$\dot{q}_{zu} = 8 \text{ kW m}^{-2}$$



$$\dot{q}_{zu} = 9 \text{ kW m}^{-2}$$



$$\dot{q}_{zu} = 10 \text{ kW m}^{-2}$$



$$\dot{q}_{zu} = 11 \text{ kW m}^{-2}$$

Abbildung A.13: Aufnahmen der S/W-Kamera (V2, Methanol, $T_{\text{sat}} = 30^\circ\text{C}$)

A.10 Ergebnisse des Mikrozonenmodells

Tabelle A.9: Ergebnisse der Parameterstudie des Mikrozonenmodells:
prozentuale Veränderung der integrierten Wärmestromdichte \dot{Q}_{Mik} und des Wärmewiderstandes an der Phasengrenze R_{Ph} ($T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$, $\Delta T_{\text{W}} = 1\text{ K}$, $K = 10\text{ m}^{-1}$)

	Stoffwert	$\Delta \dot{Q}_{\text{Mik}}$ in %				ΔR_{Ph} in %			
		−10%	−5%	+5%	+10%	−10%	−5%	+5%	+10%
Methanol $l_{\text{Mik}} = 1\text{ }\mu\text{m}$	Δh_{v}	−18,33	−9,34	9,65	19,59	23,46	10,80	−9,30	−17,36
	R	4,88	2,35	−2,19	−4,25	−5,13	−2,53	2,47	4,88
	ρ_{v}	−9,18	−4,56	4,51	8,97	11,11	5,26	−4,76	−9,09
	ρ_{l}	−0,64	−0,31	0,30	0,58	0	0	0	0
	λ_{l}	−0,75	−0,36	0,33	0,63	0	0	0	0
	σ	0,32	0,16	−0,15	−0,29	0	0	0	0
	ν_{l}	0,25	0,12	−0,11	−0,22	0	0	0	0
	A_{Disp}	0,07	0,03	−0,03	−0,06	0	0	0	0
	f	−10,81	−5,42	5,46	10,95	13,32	6,31	−5,71	−10,90
	ΔT_{W}	−10,38	−5,19	5,18	10,36	0	0	0	0
Aceton $l_{\text{Mik}} = 5\text{ }\mu\text{m}$	Δh_{v}	−8,23	−4,02	3,85	7,55	23,46	10,80	−9,30	−17,36
	R	1,63	0,80	−0,76	−1,49	−5,13	−2,53	2,47	4,88
	ρ_{v}	−3,32	−1,61	1,51	2,94	11,11	5,26	−4,76	−9,09
	ρ_{l}	0,06	0,03	−0,03	−0,05	0	0	0	0
	λ_{l}	−5,36	−2,63	2,55	5,03	0	0	0	0
	σ	−1,40	−0,68	0,65	1,28	0	0	0	0
	ν_{l}	1,80	0,87	−0,82	−1,60	0	0	0	0
	A_{Disp}	−0,43	−0,21	0,21	0,41	0	0	0	0
	f	−5,01	−2,45	2,35	4,62	17,13	8,12	−7,34	−14,02
	ΔT_{W}	−8,33	−4,14	4,10	8,17	0	0	0	0

Wurzelreihe zur Approximation von ξ_{Mik} , \dot{Q}_{Mik} und θ_{Mik}

$$f(\Delta T_W) = a_1 \Delta T_W + a_2 \Delta T_W^{1/2} + a_3 \Delta T_W^{1/3} + a_4 \Delta T_W^{1/4} + a_5 \Delta T_W^{1/5} \quad (\text{A.5})$$

Tabelle A.10: Koeffizienten der Wurzelreihen und Unsicherheit der Approximation

	T_{sat} in °C	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5	Unsicherheit in %	
Methanol	ξ_{Mik}	10	2,470	−187,464	1291,914	−2414,485	1313,148	5,73
		20	1,912	−132,920	886,725	−1628,367	875,808	5,31
		30	1,041	−77,035	523,665	−970,203	524,450	7,04
		40	1,016	−66,177	430,755	−780,201	415,828	7,98
	\dot{Q}_{Mik}	10	−0,533	28,926	−133,392	202,554	−96,450	6,18
		20	0,113	2,720	−1,926	−1,805	1,976	4,16
		30	0,230	−2,734	24,843	−42,808	21,530	6,04
		40	0,248	−3,500	27,501	−46,041	22,835	8,12
	θ_{Mik}	10	0,751	−30,794	161,713	−245,482	122,185	1,74
		20	0,088	1,015	−16,783	49,629	−24,838	1,83
		30	0,605	−27,226	146,897	−223,611	112,967	1,99
		40	0,232	−8,992	44,748	−53,852	28,100	3,32
Aceton	ξ_{Mik}	10	1,013	−72,263	482,123	−883,454	474,096	8,25
		20	0,737	−50,738	334,555	−609,059	325,437	7,76
		30	0,494	−34,935	232,126	−423,792	226,710	7,71
		40	0,358	−25,851	172,547	−315,414	168,778	9,45
	\dot{Q}_{Mik}	10	0,161	−0,749	12,166	−21,974	11,245	6,88
		20	0,199	−2,593	20,206	−33,613	16,610	7,28
		30	0,012	4,743	−17,850	26,224	−12,372	6,90
		40	0,011	4,341	−15,669	22,577	−10,534	5,96
	θ_{Mik}	10	0,425	−13,977	67,778	−87,955	43,720	1,76
		20	0,216	−3,961	11,959	5,685	−3,224	1,61
		30	0,171	−2,031	1,689	24,316	−12,900	1,40
		40	0,225	−3,576	6,909	21,304	−13,124	1,15

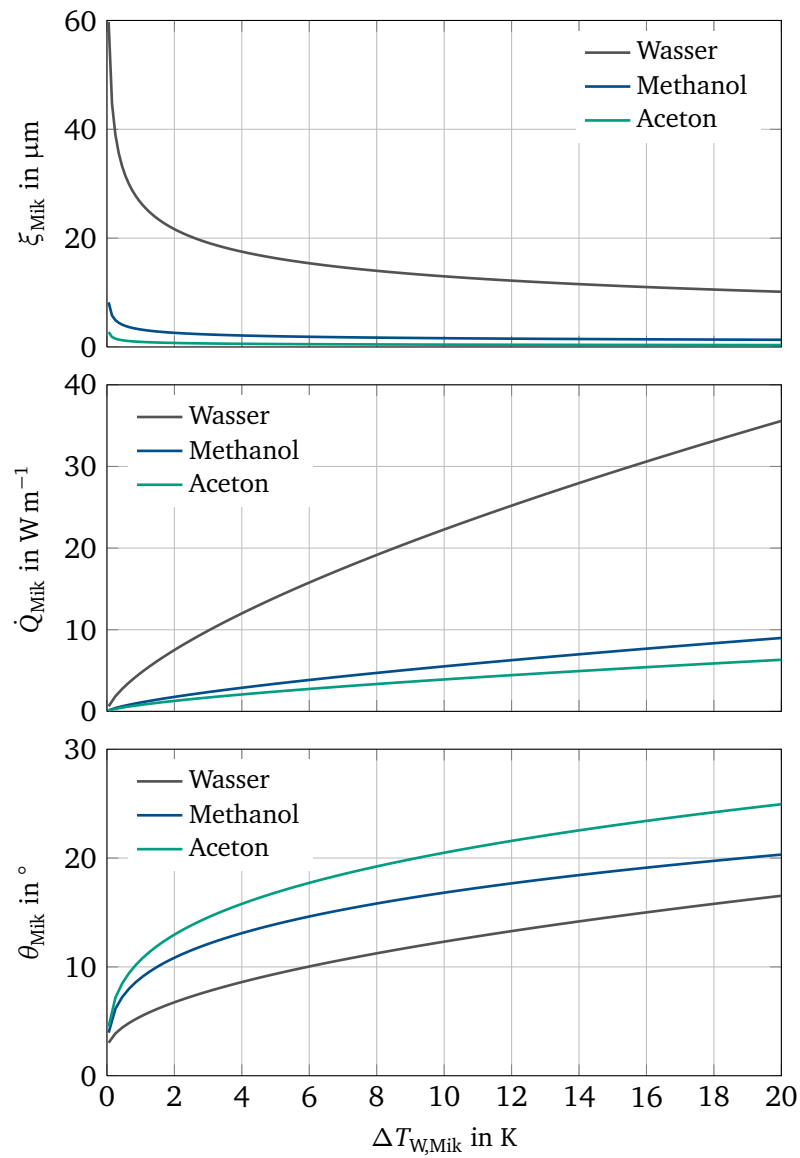


Abbildung A.14: Länge der Mikrozone ξ_{Mik} , integral übertragener Wärmestrom \dot{Q}_{Mik} und Kontaktwinkel θ_{Mik} als Funktion der Wandüberhitzung

A.11 Ergebnisse des Makromodells

Tabelle A.11: Abbruchkriterium des Makromodells (\square gewählte Temperaturdifferenz ψT_{Abbruch})

ψT_{Abbruch} in K	$\phi T_{\text{W,Mik}}$ in ‰	$\phi \dot{Q}_{\text{Mik}}$ in ‰	
0,1	475,146	6322,266	$\phi T_{\text{W,Mik}} = \frac{ \Delta T_{\text{W,Mik}} - \Delta \bar{T}_{\text{W,Mik,FEM}} }{\Delta T_{\text{W,Mik}}}$
0,01	476,025	569,308	
0,001	476,025	569,308	$\phi \dot{Q}_{\text{Mik}} = \frac{ \dot{Q}_{\text{Mik}} - \dot{Q}_{\text{Mik,FEM}} }{\dot{Q}_{\text{Mik}}}$
0,0001	476,025	569,308	
0,000 01	476,026	563,856	

RG 1, Methanol, $T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$, $K = 10\text{ m}^{-1}$, $R_{\text{Ecke}} = 20\text{ }\mu\text{m}$

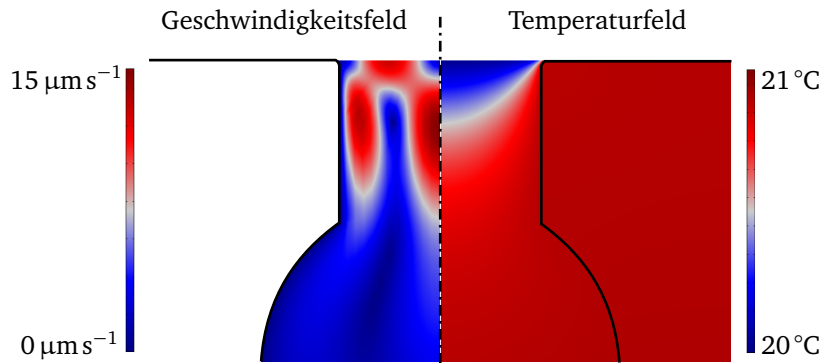


Abbildung A.15: Geschwindigkeits- und Temperaturfeld des *Re-Entrant* Kanals unter Berücksichtigung freier Konvektion ($T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$, $T_{\text{zu}} = 21^\circ\text{C}$, $R_{\text{Ecke}} = 50\text{ }\mu\text{m}$, $K = 10\text{ m}^{-1}$)

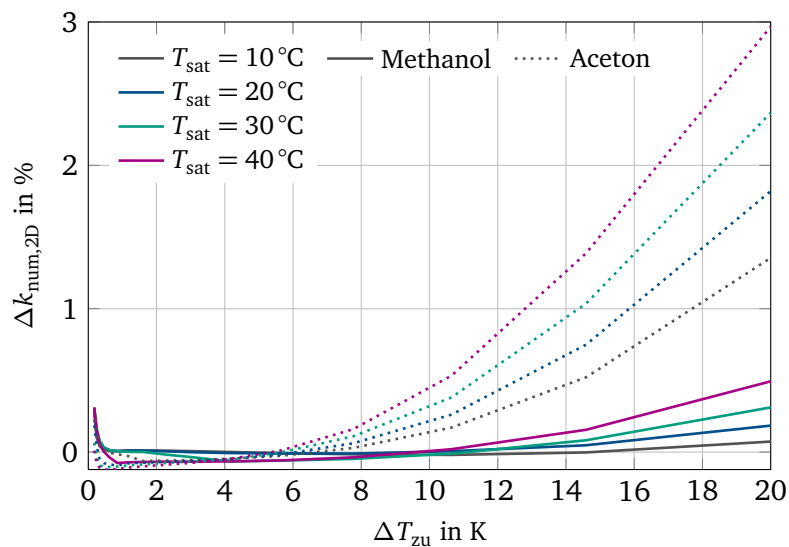
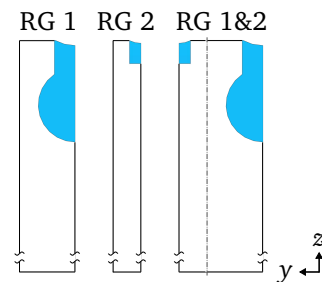
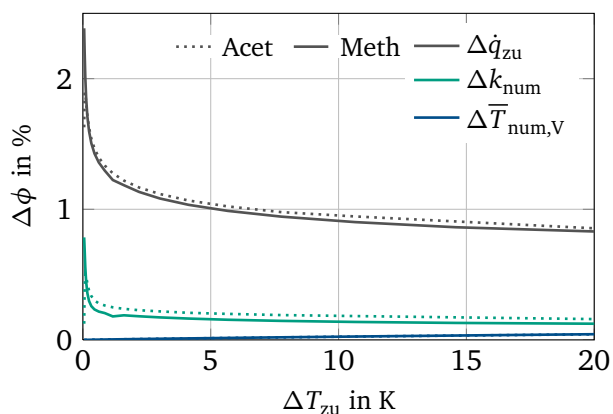
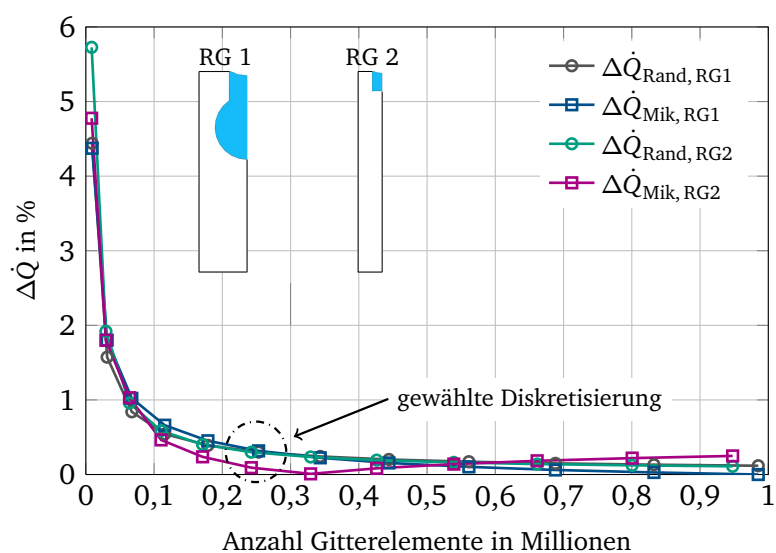


Abbildung A.16: Änderung des Wärmedurchgangskoeffizienten $k_{\text{num},2\text{D}}$ [\rightarrow Gl. (4.47)] unter Berücksichtigung freier Konvektion ($R_{\text{Ecke}} = 50\text{ }\mu\text{m}$, $K = 10\text{ m}^{-1}$)



$$\Delta\phi = \frac{\left(\phi_{RG1} \frac{y_{RG1}}{y_{RG1\&2}} + \phi_{RG2} \frac{y_{RG2}}{y_{RG1\&2}} \right) - \phi_{RG1\&2}}{\phi_{RG1\&2}}$$

Abbildung A.17: Interaktion benachbarter Rechengebiete RG 1&2 (Methanol, $T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$, $K = 10\text{ m}^{-1}$, $R_{\text{Ecke}} = 20\text{ }\mu\text{m}$)



$$\Delta\dot{Q}_{\text{Rand}} = \frac{\sum \dot{Q}_{\text{Rand},i}}{\dot{Q}_{\text{zu}}}$$

$$\Delta\dot{Q}_{\text{Mik}} = \frac{\dot{Q}_{\text{Mik},\text{Wurzelreihe}} - \dot{Q}_{\text{Mik},\text{FEM}}}{\dot{Q}_{\text{Mik},\text{Wurzelreihe}}}$$

Abbildung A.18: Gitterabhängigkeit der Lösung des Makromodells

Tabelle A.12: Ergebnisse der Parameterstudie des Makromodells; prozentuale Veränderung der integrierten Wärmestromdichte über die Phasengrenze \dot{Q}_{ph} und des Wärmedurchgangskoeffizienten k_{num} ($T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$, $T_{\text{zu}} = 21\text{ K}$, $K = 10\text{ m}^{-1}$, $R_{\text{Ecke}} = 20\text{ m}^{-1}$)

		$\Delta\dot{Q}_{\text{ph}}$ in %				$\Delta k_{\text{num},2\text{D}}$ in %			
	Stoffwert	-10%	-5%	+5%	+10%	-10%	-5%	+5%	+10%
Methanol	Δh_v	-3,50	-1,67	1,53	2,94	-2,25	-1,08	0,99	1,90
	R	0,84	0,41	-0,39	-0,77	0,54	0,26	-0,25	-0,50
	ρ_v	-1,72	-0,83	0,77	1,50	-1,11	-0,53	0,50	0,97
	λ_l	-7,94	-3,93	3,86	7,65	-5,11	-2,53	2,49	4,95
	f	-2,05	-0,99	0,93	1,81	-1,32	-0,64	0,60	1,17
	λ_w	-1,06	-0,50	0,46	0,88	-0,43	-0,20	0,18	0,35
	ΔT_w	-9,61	-4,80	4,78	9,56	1,41	0,68	-0,64	-1,25
Aceton	Δh_v	-3,04	-1,45	1,32	2,53	-2,26	-1,08	0,98	1,88
	R	0,72	0,35	-0,34	-0,67	0,54	0,26	-0,25	-0,49
	ρ_v	-1,49	-0,72	0,67	1,29	-1,11	-0,53	0,50	0,96
	λ_l	-8,08	-4,00	3,94	7,80	-5,99	-2,97	2,94	5,82
	f	-2,26	-1,10	1,04	2,02	-1,68	-0,81	0,77	1,50
	λ_w	-1,04	-0,49	0,45	0,86	-0,43	-0,20	0,19	0,35
	ΔT_w	-9,24	-4,60	4,60	9,17	1,57	0,76	-0,71	-1,39

A.12 Ergebnisse der Experimente

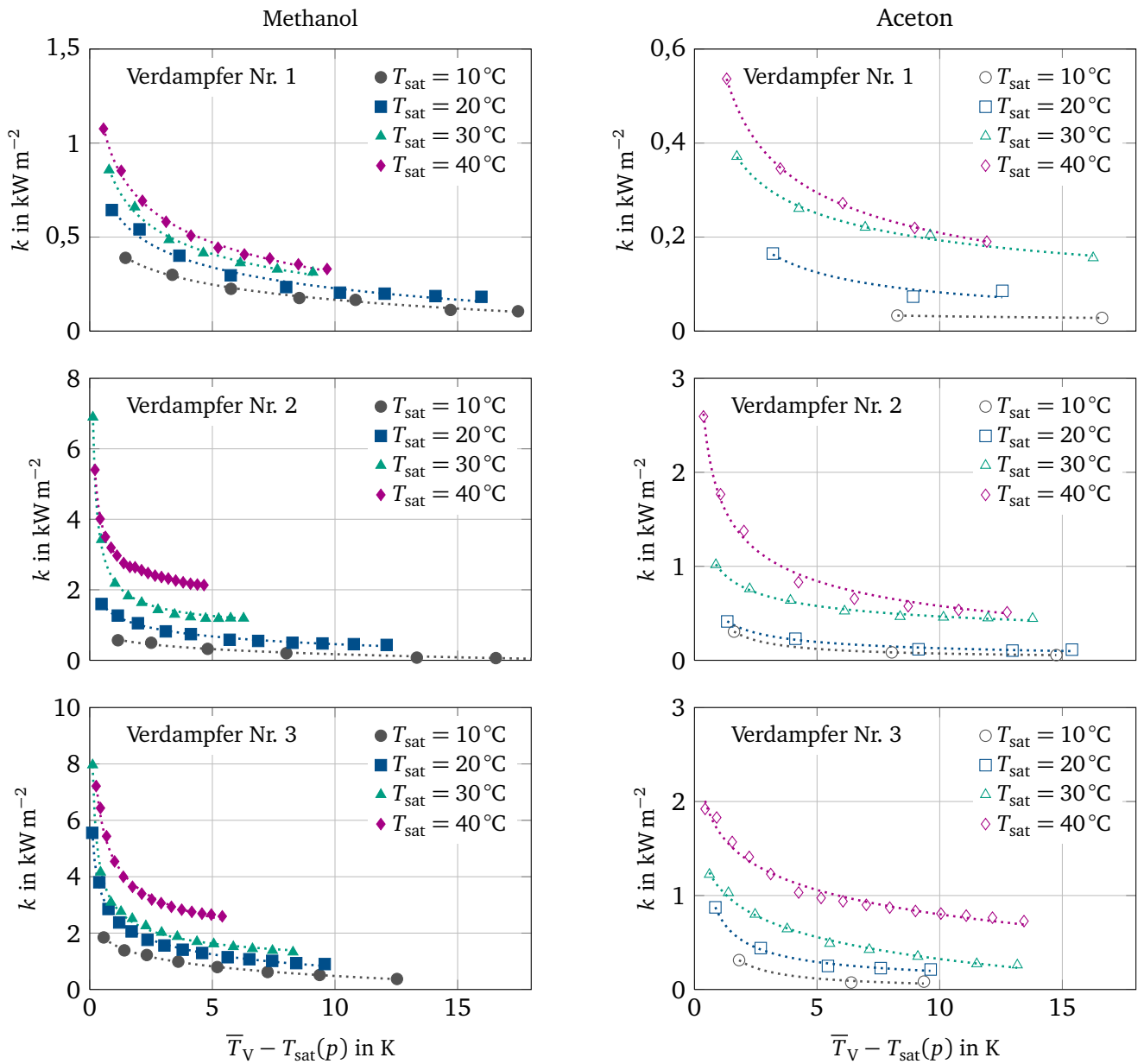


Abbildung A.19: Wärmedurchgangskoeffizienten der Verdampfer Nr. 1, Nr. 2 und Nr. 3

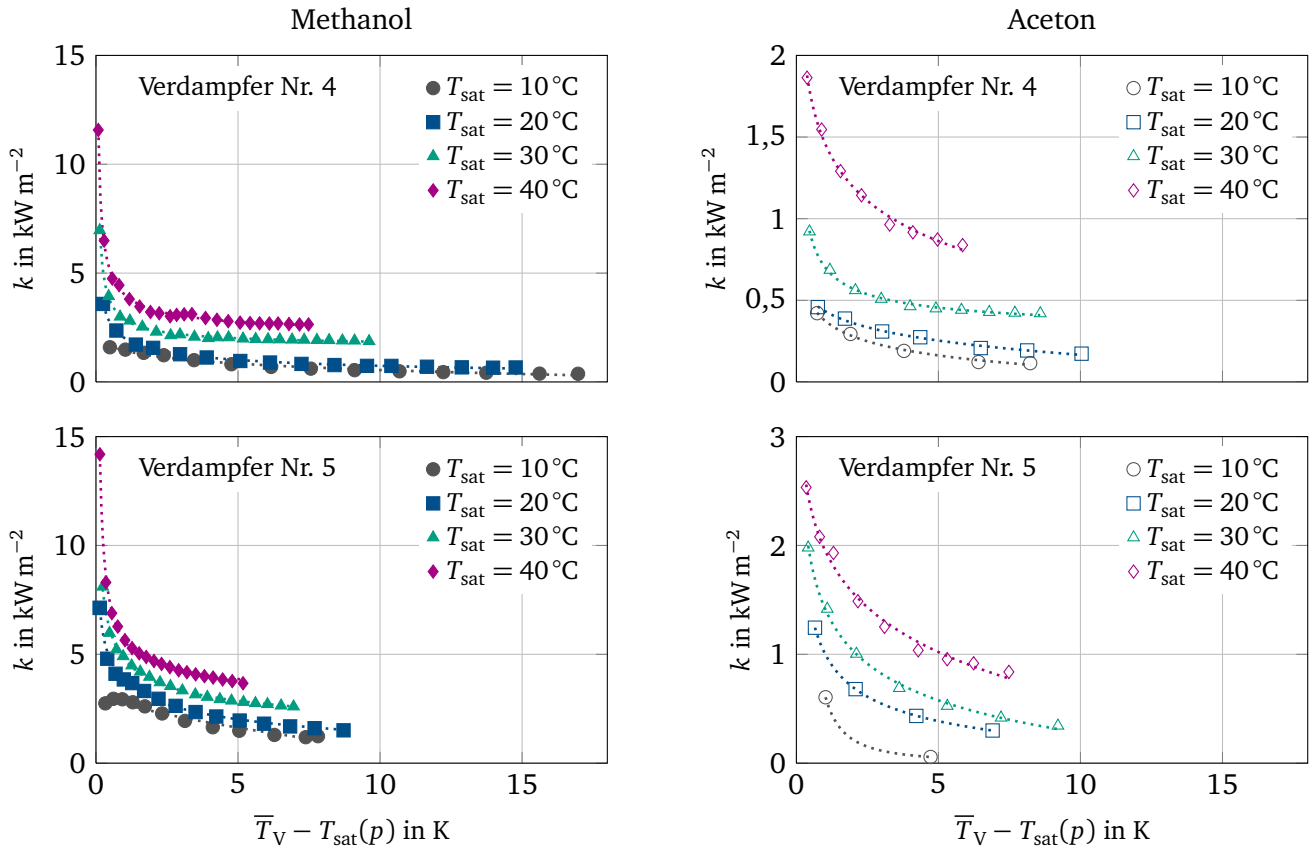


Abbildung A.20: Wärmedurchgangskoeffizienten der Verdampfer Nr. 4 und Nr. 5

A.13 Vergleich Experiment – Numerik

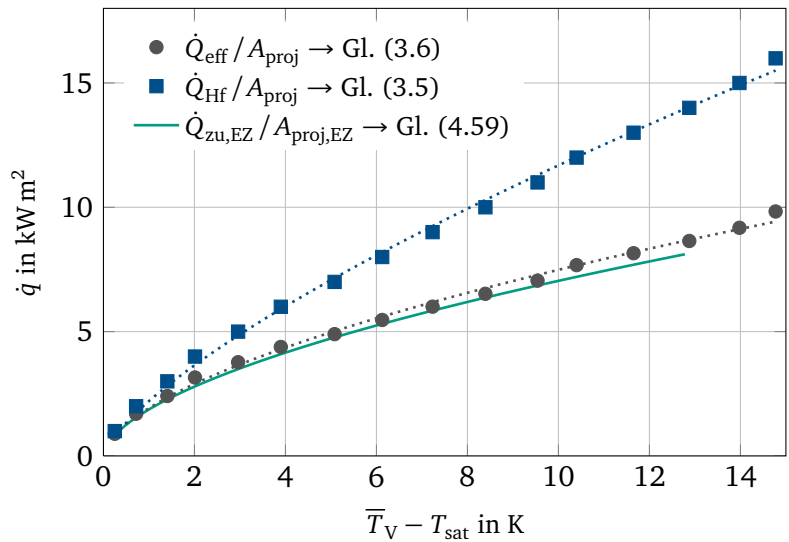
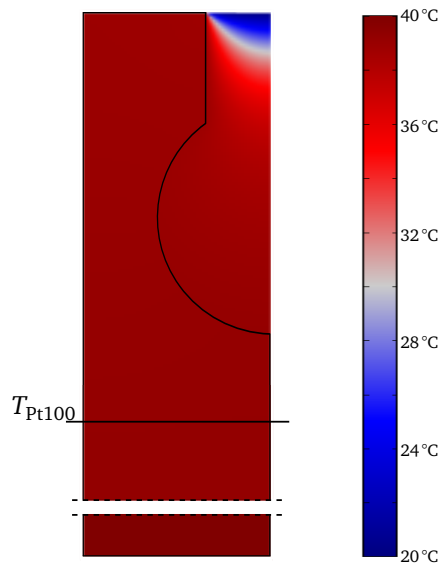


Abbildung A.21: Vergleich der Wärmestromdichte des Experiments und der Numerik

A.14 Wandüberhitzung bei Erreichen der Siedegrenze



$$\Delta T_{\max} = \frac{T_{\text{sat}}(2\sigma p_f)}{\Delta h_v R} \left(\frac{1}{\rho_d} - \frac{1}{\rho_f} \right) \quad (\text{A.6})$$

R = Radius der Keimstelle

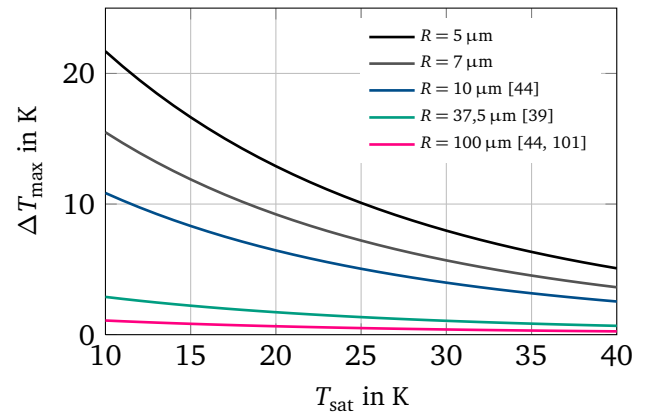
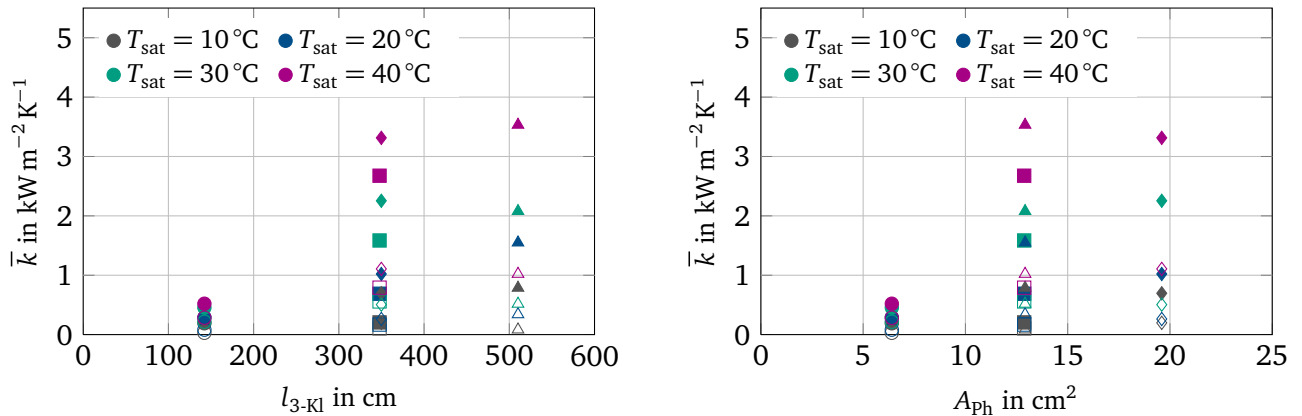


Abbildung A.22: links: Temperaturfeld des *Re-Entrant* Kanals für $\Delta T_W = 20$ K; rechts: Berechnung der minimal notwendigen Wandüberhitzung für das Einsetzen von Blasensieden

A.15 Wärmeübergang in Abhängigkeit von der Verdampfertopografie



T_{sat}	Methanol				Aceton			
	10 °C	20 °C	30 °C	40 °C	10 °C	20 °C	30 °C	40 °C
$1,5 \cdot l_{3\text{-Kl}}, A_{\text{Ph}} = \text{konst.}$	3,83	2,25	1,31	1,32	0,80	2,02	0,93	1,29
$1,5 \cdot A_{\text{Ph}}, l_{3\text{-Kl}} = \text{konst.}$	3,39	1,48	1,42	1,24	1,89	1,56	0,90	1,40

Abbildung A.23: Änderung des mittleren Wärmedurchgangskoeffizienten bei Variation von $l_{3\text{-Kl}}$ und A_{Ph} (● Methanol, ○ Aceton, ○ V1, □ V2, △ V3, ◇ V4)

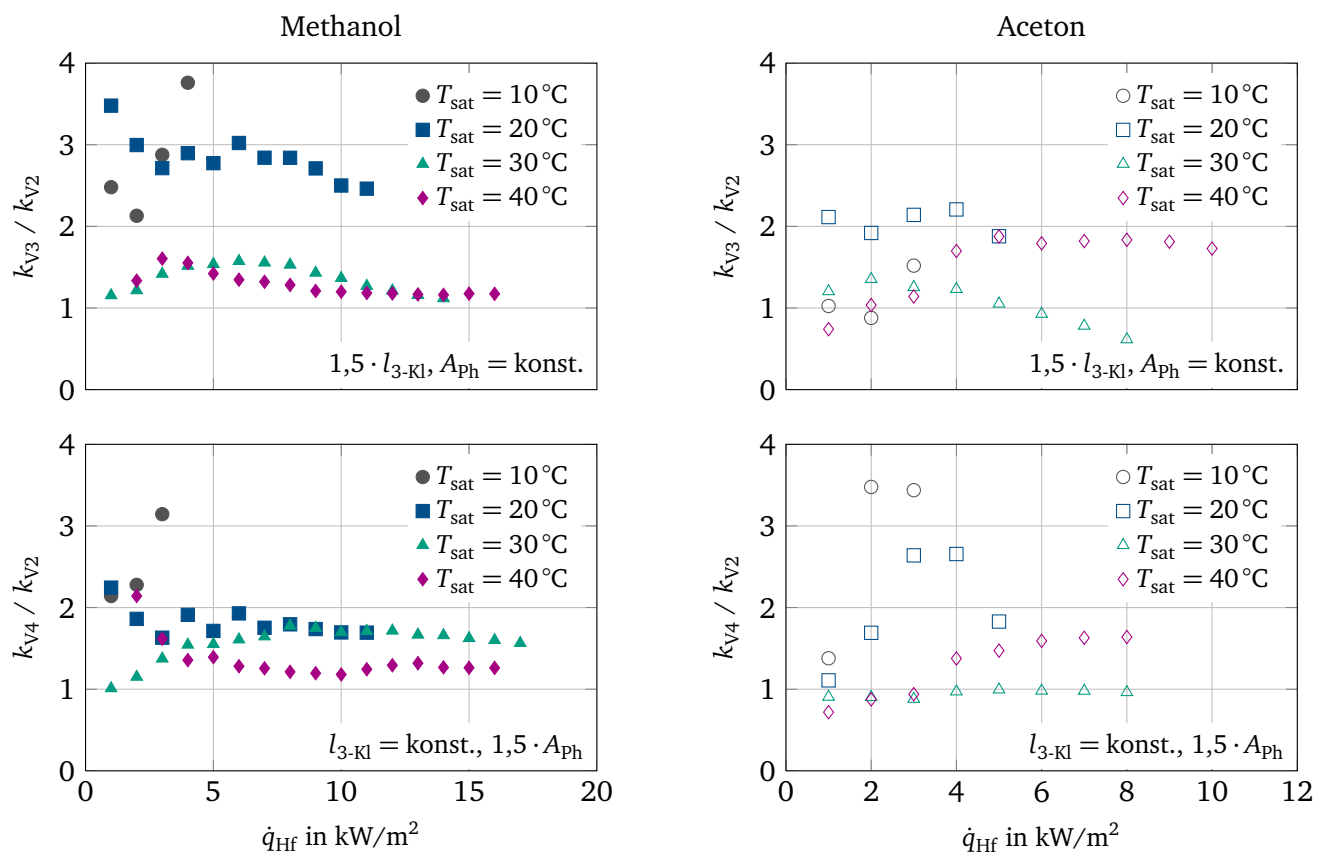


Abbildung A.24: Verlauf des Wärmedurchgangskoeffizienten bei Variation von l_{3-Kl} und A_{Ph} über \dot{q}_{Hf}

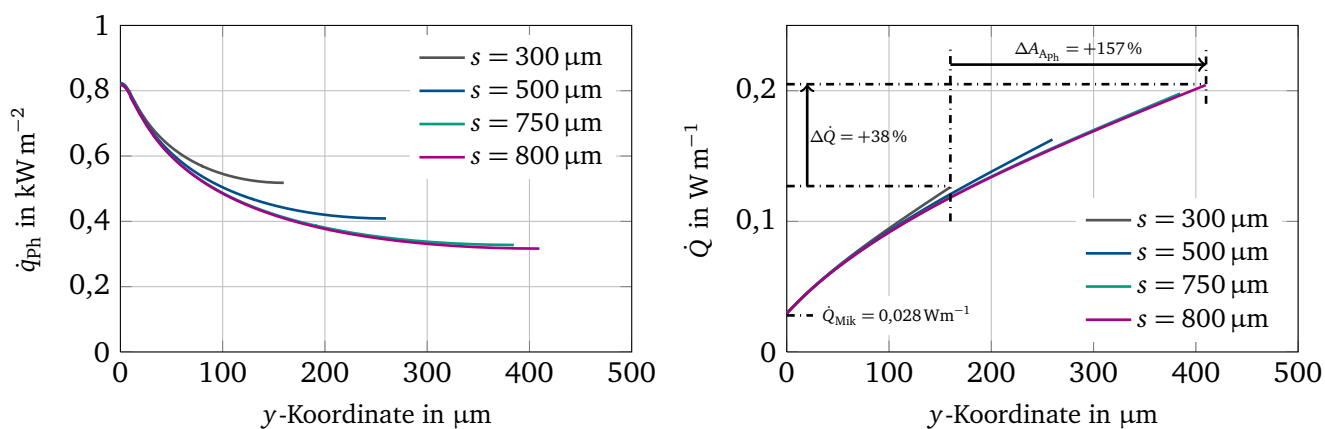


Abbildung A.25: links: Wärmestromdichte an der Phasengrenze; rechts: integrierter Wärmestrom (Aceton, $T_{\text{sat}} = 20^\circ\text{C}$, $\Delta T_W = 1 \text{ K}$, $f = 0,0007$)

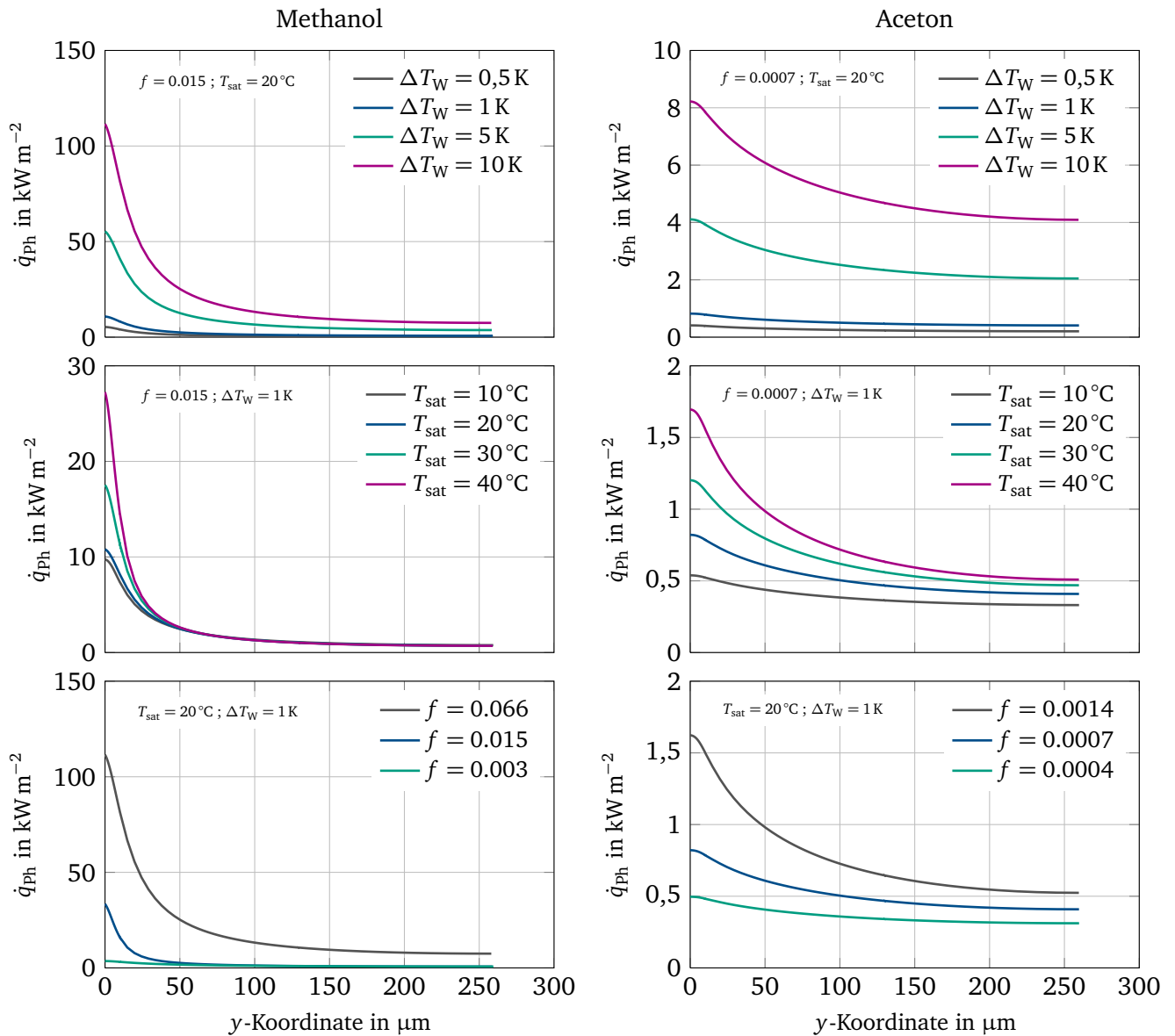


Abbildung A.26: Wärmestromdichte an der Phasengrenze bei Variation von ΔT_W , T_{sat} und f

A.16 Bestimmung des Partialdrucks nichtkondensierbarer Gase

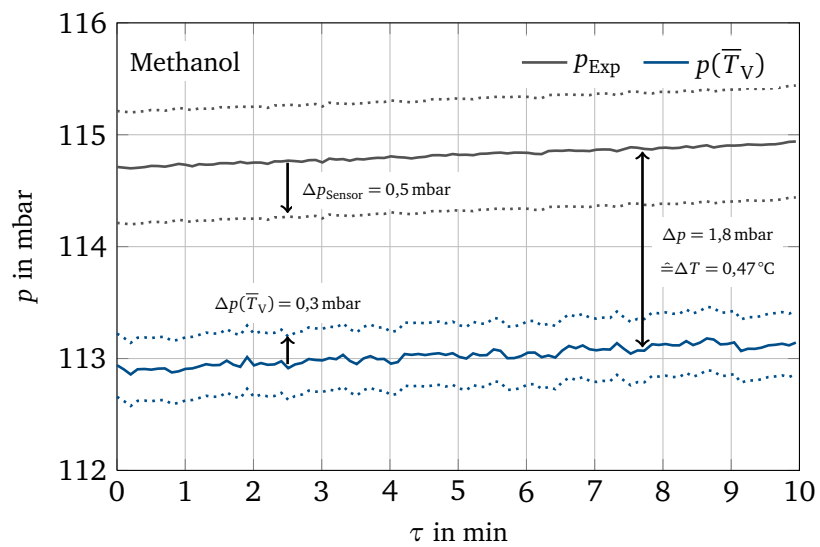


Abbildung A.27: Berechnung des Partialdrucks nichtkondensierbarer Gase p_{NCG} (Methanol)



Curriculum Vitae

Felix Crößmann

Diplom-Ingenieur

*07.03.1983 in Groß-Gerau

Schulbildung

1990 – 1994

Tannenbergschule in Seeheim, Grundschule

1994 – 2003

Schuldorf-Bergstraße in Seeheim, gymnasialer Zweig

Abschluss: Allgemeine Hochschulreife

Zivildienst

2003 – 2004

Arbeiter-Samariter-Bund Deutschland e.V.

OV Darmstadt-Starkenburg, Bereich Rettungsdienst

Studium

2004 – 2010

Studium des Allgemeinen Maschinenbaus an der TU Darmstadt

Abschluss: Diplom-Ingenieur

Berufliche Tätigkeit

2010 – 2015

Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Technische Thermodynamik
der TU Darmstadt

seit 2015

Hottinger Baldwin Messtechnik

Project Manager Calibration
